

**Untersuchung von $^{24}\text{Mg}(d,d_1\gamma)^{24}\text{Mg}$
Winkelkorrelationen zur Prüfung von
Kernreaktionsmodellen**

von
Ulrich Scheib
aus
Ebermannstadt/Ofr.

**Untersuchung von $^{24}\text{Mg}(d,d_1\gamma)^{24}\text{Mg}$
Winkelkorrelationen zur Prüfung von
Kernreaktionsmodellen**

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Ulrich Scheib

aus

Ebermannstadt/Ofr.

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaft-
lichen Fachbereichen der Universität Erlangen-Nürnberg.



Tag der mündlichen Prüfung:	16.Juli 1975
Vorsitzender der Prüfungs - kommission	: Prof. Dr. H.Behrens
Erstberichterstatter	: Prof. Dr. A.Hofmann
Zweitberichterstatter	: Prof. Dr. E.Finckh

Inhaltsverzeichnis

Seite

Zusammenfassung	1
I. Einleitung	3
II. Experiment und Auswertung	6
A. Experimenteller Aufbau	6
1. Strahlführung und Streukammern	6
2. Teilchendetektoren	10
3. Gamma-Detektor	11
4. Nachweiselektronik und Datenaufnahme	12
B. Auswertung der Rohdaten	15
1. Bestimmung der koinzidenten Zählrate	15
2. Die Korrelationsfunktion W	19
III. Theorie	21
1. Allgemeines über Teilchen γ -Korrelationen	21
2. Die Koeffizienten B_{KQ}	22
3. Anwendung auf die $^{24}\text{Mg} (d, d_1 \gamma) ^{24}\text{Mg}$ Teilchen- γ -Winkelkorrelationen	24
4. Die Programme DWKS und CWKS	27
IV. Ergebnisse und Diskussion	29
1. Ermittlung der Größen A, C und ϕ_2 aus der experimentellen Winkelkorrelationsfunktion	29

2. Der differentielle Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit DWBA- und CC-Rechnungen	31
3. Analyse der Kernpolarisation A	36
4. Die Korrelationsphase φ_2	39
5. Die Korrelationsamplitude C	41
6. Schlußbemerkungen	49
 Anhang A	 51
Potentialmehrdeutigkeiten in der Reaktion $^{30}\text{Si}(d,d')^{30}\text{Si}$	
 Anhang B	 55
Programmliste des Programms DWKS	
Literaturverzeichnis	60

Zusammenfassung

Am Erlanger Tandembeschleuniger wurden die Winkelkorrelationen zwischen inelastisch gestreuten Deuteronen und den dazu koinzidenten γ -Quanten aus der Reaktion $^{24}\text{Mg} (d, d_1 \gamma) ^{24}\text{Mg}$ untersucht. Die Einschubenergie der Deuteronen betrug 10 MeV. Der Nachweis der Deuteronen erfolgte mit einer Mehrdetektoranordnung. Als γ -Detektor diente ein Ge(Li)-Zähler, der in der Reaktionsebene drehbar um die Streukammer angebracht war.

Aus der Korrelationsmessung und den zusätzlich gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitten wurde die experimentelle Winkelkorrelationsfunktion bestimmt. Aus ihr konnten mit Hilfe eines Fitprogramms die experimentellen Werte für die Korrelationsamplitude C , die Korrelationsphase φ_2 und die Kernpolarisation A bestimmt werden.

Zur Analyse der Korrelationsdaten mit DWBA- und CC-Rechnungen wurden zwei Zusatzprogramme zu bestehenden DWBA- und CC-Programmen geschrieben. Die gemeinsame Analyse der Wirkungsquerschnitts- und Korrelationsdaten führte zu folgenden Resultaten:

Die Korrelationsgrößen sind empfindlicher auf verschiedene Reaktionsmodelle und deren Potentialparameter als der differentielle Wirkungsquerschnitt. Für die Reaktion $^{24}\text{Mg} (d, d') ^{24}\text{Mg}$ sind Mehrstufenprozesse von Bedeutung, daher ist die DWBA nicht

geeignet, diese Reaktion zu beschreiben, obwohl sie den differentiellen Wirkungsquerschnitt wiedergeben kann.

Die Mehrdeutigkeiten im optischen Potential konnten für die Streuung von Deuteronen an ^{24}Mg erheblich eingeschränkt werden.

I. Einleitung

Reaktionen und Streuung leichter Teilchen an kollektiven Kernen werden häufig mit Distorted-Wave-Born-Approximation (DWBA)- und Coupled-Channels (CC)-Rechnungen analysiert. Beide Modellrechnungen betrachten dabei den direkten Übergang vom Targetgrundzustand zum angeregten Zustand des Restkernes. Während sich die DWBA mit der Berechnung dieses direkten Übergangs begnügt und alle anderen möglichen Übergänge über Zwischenniveaus im Imaginärteil des optischen Potentials pauschal behandelt, nehmen die CC-Rechnungen einzelne solcher Mehrstufenprozesse aus der Pauschalierung im optischen Potential heraus. Bei der Berechnung der elastischen und inelastischen Streuquerschnitte - bei den CC-Rechnungen werden diese Wirkungsquerschnitte simultan berechnet - wird in den CC-Rechnungen z.B. die Kopplung angeregter Zustände mit dem Targetgrundzustand explizit berücksichtigt. Wie stark solche Mehrstufenanregungen die Bestimmung der spektroskopischen Daten eines Kernes beeinflussen können, wird z.B. von M.Berg ¹⁾ gezeigt.

Bei welchen Reaktionen und bei welchen Kernen Mehrstufenanregungen wichtig sind, wurde bisher nur dem Vergleich des experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitts mit DWBA- bzw. CC-Rechnungen ent-

nommen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Summe der Betragsquadrate aller Übergangsmatrixelemente zu den verschiedenen magnetischen Unterzuständen des Endkernniveaus. Bewirken die Mehrstufenprozesse nur kleine Änderungen einzelner Matrixelemente, so wird sich dies im differentiellen Wirkungsquerschnitt auch nur wenig bemerkbar machen. Da insbesondere in die DWBA so viele freie Parameter eingehen, daß kleine Abweichungen im Wirkungsquerschnitt durch "Optimieren" dieser Parameter ausgeglichen werden können, läßt sich aus dem Vergleich der DWBA- und CC-Rechnungen mit dem Wirkungsquerschnitt allein nur schwer die Bedeutung von Mehrstufenprozessen erkennen.

Die Messung der Teilchen- γ -Winkelkorrelation ermöglicht dagegen die Bestimmung einzelner Übergangsmatrixelemente oder einfacher Kombinationen aus diesen. Daher besteht die Hoffnung, aus Teilchen- γ -Winkelkorrelationsexperimenten mehr Information über den Reaktionsmechanismus zu gewinnen als aus der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts allein ²⁾. Ebenso sollte es möglich sein, Mehrdeutigkeiten im optischen Potential aufzulösen, da verschiedene äquivalente Potentiale zu unterschiedlichen Übergangsmatrixelementen führen können ³⁾.

Ziel dieser Arbeit war es, zu untersuchen, ob Teilchen- γ -Winkelkorrelationen empfindlich auf Mehrstufenprozesse sind, und ob außerdem Potentialmehrdedeutigkeiten eingeschränkt werden können. Dazu wurden aus den Winkelkorrelationsdaten der Reaktion $^{24}\text{Mg}(\text{d}, \text{d}_1\gamma)^{24}\text{Mg}$ einfache Kombinationen der Übergangsmatrixelemente bestimmt und analysiert.

Als Targetkern wurde ^{24}Mg gewählt, da dieser Kern gut mit dem Modell des starren Rotators beschrieben wird. Bei derartigen kollektiven Kernen sollten Mehrstufenanregungen, die über eine Kopplung des Grundzustandes an angeregte Zustände bewirkt werden, von besonderer Bedeutung sein.

Um die Reaktionsmodelle zur Beschreibung direkter Reaktionen verwenden zu können, wurde die Streuung von Deuteronen an ^{24}Mg untersucht. Diese Reaktion sollte bei der verfügbaren Einschußenergie von ca 10 MeV im Vorwärtswinkelbereich direkt ablaufen, wie optische Modellrechnungen ⁴⁾ und DWBA-Analysen ⁵⁾ für den differentiellen Wirkungsquerschnitt zeigen.

II. Experiment und Auswertung

A. Experimenteller Aufbau

1. Strahlführung und Streukammern

Die Messungen wurden am Erlanger Tandembeschleuniger durchgeführt. Der d-Strahl mit einer Energie von 10 MeV durchlief nach zweimaliger Umlenkung um jeweils 90° durch den Analysier- bzw. Schaltmagneten zwei Blenden mit 6 und 5 mm Durchmesser, bevor er am Kammereingang eine 3 mm Blende passierte. Diese Kammereingangsblende war isoliert aufgebaut. So konnte der Anteil des d-Stroms, der diese Blende traf, gemessen und dadurch die Strahlfokussierung laufend überwacht werden.

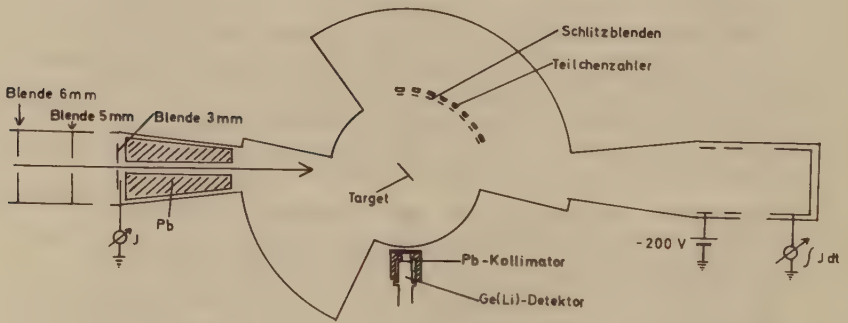
Das Experiment wurde in 2 Meßläufen durchgeführt. Zunächst stand nur eine Kammer zur Verfügung, die zur Messung von Teilchenwinkelverteilungen konzipiert war. Um einen genügend großen Raumwinkel für den γ -Detektor zu erhalten, wurde der dreh- und kühlbare Kammerdeckel durch einen Deckel ersetzt, in den in einen Einsatz von oben ein Ge(Li)-Detektor eingeführt werden konnte. Der Ge(Li)-Detektor mußte dementsprechend unter dem Kryostaten hängend angebracht sein. Außerdem war der Deckel jetzt nicht mehr unter Vakuum drehbar, so daß für jede neue Position des γ -Detektors die Kammer belüftet werden mußte. Details und Abmessungen dieser Kammer sind bei H. Wagner ⁶⁾ und F. Vogler ⁷⁾ beschrieben.

Die speziellen Anforderungen von Teilchen- γ -Korrelationsexperimenten führten zur Neukonstruktion einer Streu-

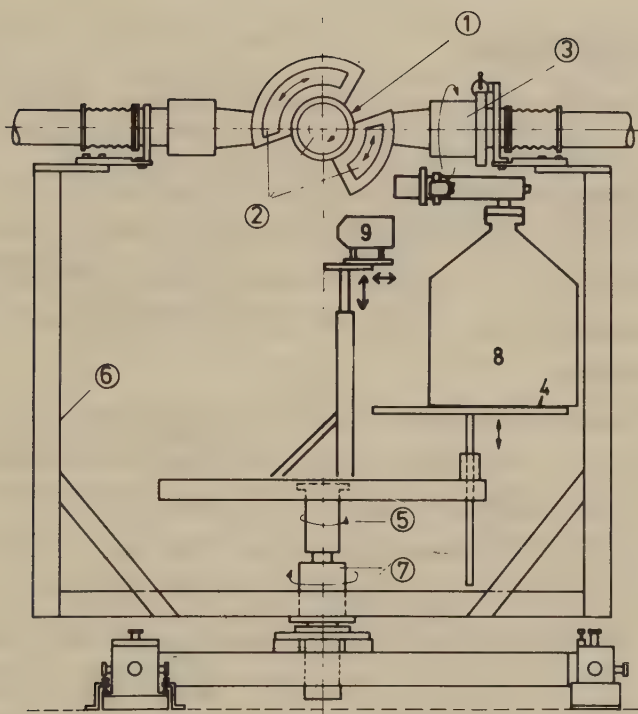
kammer⁸⁾. In Figur 1 ist der schematische Aufbau dieser Kammer in einem Querschnitt gezeigt. Durch die seitlichen Aussparungen kann jetzt der γ -Detektor mit genügend großem Raumwinkel außen an der Kammer entlang geführt werden. Da die Kammer senkrecht zur Strahlachse um 180° drehbar ist, kann der γ -Detektor den Winkelbereich von $20^\circ - 160^\circ$ überstreichen. Während bei der alten Streukammer die genaue Position des γ -Detektors durch den Kammerdeckel festgelegt war, wurde dies bei der neuen Kammer durch einen zylindrischen Bleikollimator erreicht. Der Bleikollimator ist ebenso wie ein Tisch für den γ -Detektor zentrisch zur Kammer drehbar aufgebaut. Mit Hilfe einer Grad-Einteilung kann der Kollimator und damit der Detektor auf ± 1 Grad eingestellt werden. Die Figur 2 zeigt den verbesserten Aufbau, wie er in der 2. Messung verwendet wurde. Kontrollmessungen ergaben aber, daß die Ergebnisse der 1. Messung durchaus äquivalent sind.

Als Target diente bei beiden Messungen eine selbsttragende Folie (AERE, HARWELL), die zu 99,84 % mit dem Isotop ^{24}Mg angereichert war. Die Flächendichte betrug 2 mg/cm^2 , was einer Teilchendichte von $5 \cdot 10^{19}$ Kernen pro cm^2 entspricht. Das Target stand jeweils unter 135° zum Strahl. Der Teilchenstrom wurde nach

Passieren des Targets in einem 2m langen Faraday-cup gestoppt und mit Hilfe eines Targetstromintegrators gemessen. Ein elektrostatischer "Repeller" am Eingang des Cups unterdrückte die Emission von Sekundärelektronen.



Figur 1: Querschnitt durch die Streukammer



Figur 2: Schematischer Aufbau der zweiten Messung

- 1) Steukammer
- 2) Segmente für die Teilchendetektoren
- 3) Drehzylinder zum Drehen der Kammer um die Strahlachse
- 4) Tisch für Ge(Li)-Detektor
- 5) Drehzylinder zum Drehen des Ge(Li)-Detektors um die Kammermitte
- 6) Kammergestell
- 7) Drehzylinder zum Drehen der Streukammer um eine Achse senkrecht zur Strahlachse
- 8) Ge(Li)-Detektor
- 9) Bleikollimator

2. Teilchendetektoren

Die Teilchendetektoren waren in beiden Messungen geometrisch so angeordnet, wie es in Figur 1 zu sehen ist. Der Winkelabstand zweier benachbarter Zähler betrug jeweils 10° . In der ersten Messung stand der vorderste Detektor unter 25° , in der zweiten Messung unter 30° . So wurde der Winkelbereich von 25° bis 95° mit einer Schrittweite von 5° vermessen.

Eine Teilchenidentifizierung mit ΔE -E Teleskopen zur Abtrennung der in Konkurrenz zu den Deuteronen auftretenden Protonen und α -Teilchen wurde nicht durchgeführt. Eine solche Teilchenidentifizierung erschien nicht nötig, da bei den d-p- und d- α -Reaktionen keine nachfolgende γ -Emission mit einer Energie in unmittelbarer Nähe der untersuchten 1,37 MeV aus $(d, d_1\gamma)$ auftritt. Deshalb ist es möglich, durch die Koinzidenzbedingung p- und α -Linien zu eliminieren. Dabei treten jedoch Schwierigkeiten auf, wenn die γ -Energie so groß ist, daß das zugehörige Compton-Kontinuum die Energie von 1,37 MeV einschließt. Die Wirkungsquerschnitte von d-p- und d- α -Reaktionen an ^{24}Mg sind wesentlich kleiner als der inelastische Streuquerschnitt, so daß diese Schwierigkeiten keine wesentliche Rolle spielen. (vgl. Seite 36)

Die verwendeten Oberflächensperrschichtdetektoren waren im Zählerlabor des Physikalischen Instituts angefertigt worden. Ihre aktive Zählfläche hatte 12 mm Durchmesser. Die Sperrschichttiefe betrug bei einem spezifischen Widerstand des n-Siliziums von $17,5 \text{ k}\Omega\text{cm}$ und einer Betriebs-

spannung zwischen 40 und 50 V ca 250 μ , was zum Abstoppen der gestreuten Deuteronen ausreichte. Die Auflösung der Zähler betrug zwischen 30 und 50 keV, gemessen mit 5 MeV α -Teilchen. Die Detektoren waren im Abstand von 10 bzw. 10,5 cm vom Target montiert. Der Raumwinkel war durch Schlitzblenden mit den Maßen 4 x 10 mm definiert und betrug 3,65 $\cdot 10^{-3}$ sr bzw. 3,32 $\cdot 10^{-3}$ sr.

3. Der Gamma-Detektor

Die Auflösung des γ -Detektors mußte so groß sein, daß alle eventuell auftretenden Störlinien aus Konkurrenzreaktionen abgetrennt werden konnten. Um dies zu erreichen, waren zur Durchführung der Messungen Ge(Li)-Detektoren nötig. In der ersten Messung wurde ein Detektor verwendet, bei dem der Kristall unterhalb des Kryostaten angebracht war. Der Detektor mußte deshalb für die Dauer der Messung an einem Kran über der Kammer aufgehängt werden. Das Volumen des Zählers betrug 40 cm³, die Auflösung da 5 keV für die 1,33 MeV-Linie aus ⁶⁰Co. Der Zähler war 11 cm vom Target entfernt, was einem halben Öffnungswinkel von 13° entspricht.

Der Ge(Li)-Detektor der 2. Messung war oberhalb des Kryostaten abgewinkelt angebracht (Figur 2). So konnte der Detektor auf einem Drehtisch stehend außen um die Kammer herumgeführt werden. Das Volumen dieses Detektors betrug ca 45 cm³ und seine Auflösung 4 keV für die 1,33 MeV-Linie aus ⁶⁰Co. Der Detektor war hier etwa 15 cm vom Tar-

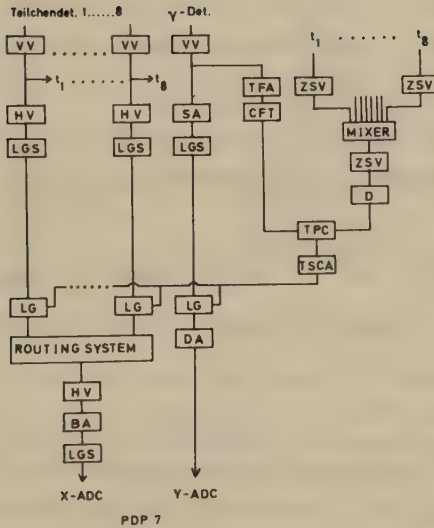
get entfernt, was einem halben Öffnungswinkel von ca 9° entspricht. Dadurch waren die Korrekturen auf den endlichen Öffnungswinkel kleiner als in der ersten Messung.

Zur Verringerung des Untergrundes, vor allem niederenergetischer γ -Strahlung, die im wesentlichen im Target entstand, wurde zwischen Detektor und Target bei beiden Messungen ein 3 mm dickes Bleiblech angebracht. Um die Zeit- und Energieauflösung des Detektors nicht durch hohe Zählratenbelastung zu verschlechtern, wurde der Teilchenstrom auf ca 10 nA begrenzt.

4. Nachweiselektronik und Datenaufnahme

Das Blockschaltbild (Figur 3) zeigt die verwendete Nachweiselektronik. Die Zeitsignale der Teilchen wurden direkt nach den Vorverstärkern mit der "Leading-edge"-Methode⁹⁾ abgenommen, während für die Abnahme der Zeitsignale der γ -Quanten das "constant-fraction"-Verfahren⁹⁾ verwendet wurde. Mit einem Zeit-Amplituden-Wandler (TPC) wurden die Zeitdifferenzen zwischen den Teilchen- und den elektronisch verzögerten γ -Ereignissen gemessen. Koinzidente Ereignisse haben dann immer die gleiche Zeitdifferenz. Dies ergibt im TPC-Spektrum eine Linie. Ein für die durchgeführten Messungen typisches TPC-Spektrum zeigt Figur 4. Mit Hilfe eines Einkanaldiskriminators wurden solche Ereignisse als koinzident zugelassen, die innerhalb des in Figur 4 gezeigten „Fensters“ liegen.

Die Datenaufnahme erfolgte on-line mit Hilfe des Programms



Figur 3: Blockschaltbild der verwendeten Meßelektronik

VV : Vorverstärker

HV : Hauptverstärker

TFA: Timing Filter Amplifier

ZSV: Zeitbestimmender Schwellenverstärker

LGS: Linear Gate + Stretcher *

CFT: Constant Fraction Trigger

SA : Spectroscopy Amplifier

D : Kabeldelay

TPC : Time to Pulse

Height Converter

TSCA: Timing Single

Channel Analyser

LG : Linear Gate

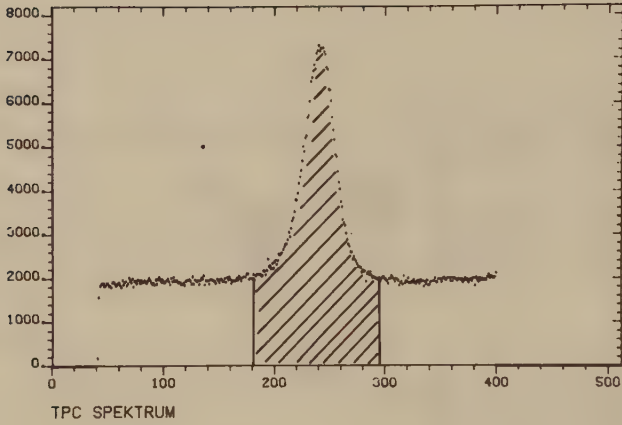
DA : Delay Amplifier

BA : Biased Amplifier

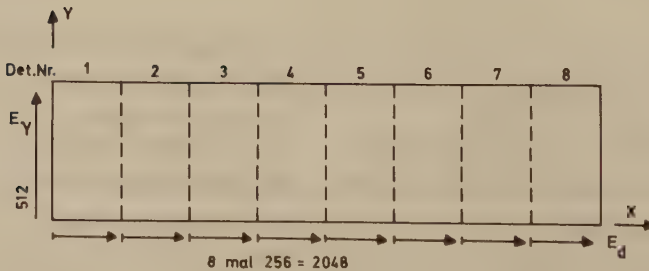
ADC : Analog to Digital

Converter

* LGS wurde nur zur Verzögerung und Impulsformung verwendet.



Figur 4: TPC-Spektrum; die Ereignisse im schraffierten Bereich wurden als koinzident zugelassen.
100 Kanäle entsprechen einer Zeitdifferenz von 50 ns.



Figur 5: Zweidimensionale Datenaufnahme in einer
x-y-Matrix (y-Seite: 512 Kanäle, x-Seite: 2048 Kanäle)

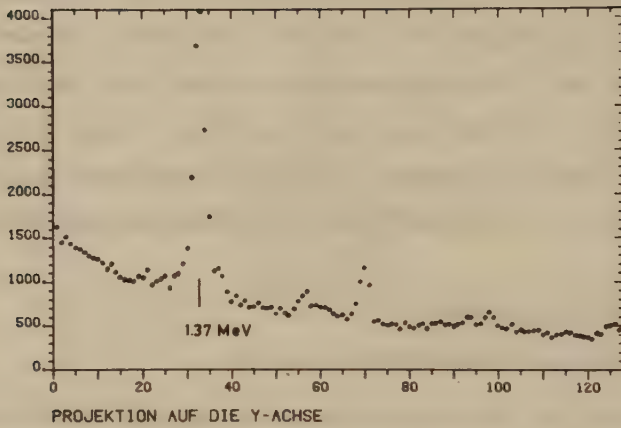
Combi-Dual¹⁰⁾ auf einer PDP 7 Rechenanlage. Jedem koinzidenten Ereignis wird dabei entsprechend seiner Teilchen- und γ -Energie ein Platz in einer 256 x 512 Matrix zugeordnet. Die Matrizen der 8 Teilchendetektoren bilden eine Gesamtmatrix von 2048 x 512 Kanälen, wie es in Figur 5 schematisch gezeigt wird. Die koinzidenten Ereignisse werden dann als 2-Tupel mit ihrer x- und y-Koordinate auf Magnetband geschrieben.

B. Auswertung der Rohdaten

1. Bestimmung der koinzidenten Zählrate

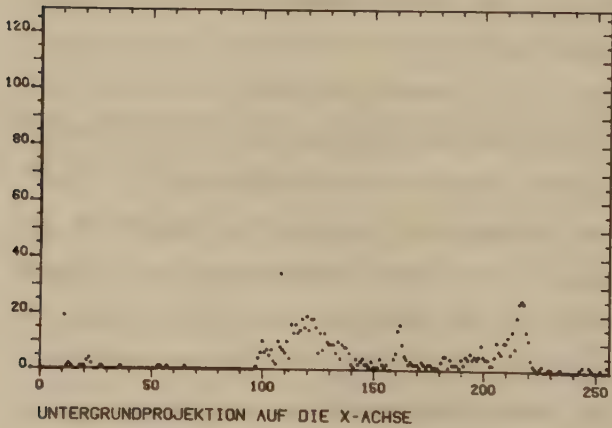
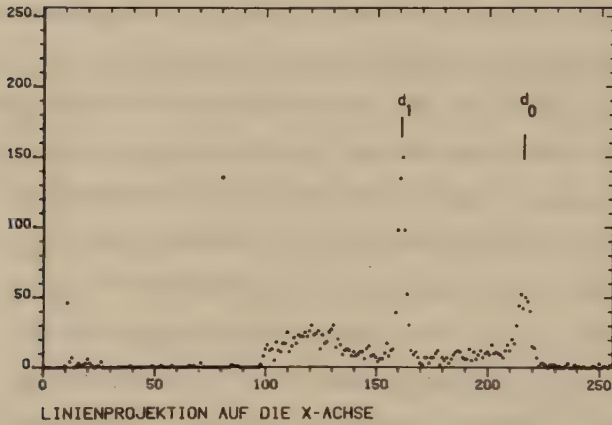
Die Auswertung der Daten erfolgte auf einer PDP 15 Rechenanlage mit Hilfe des Programms Z - 15¹¹⁾. Die Rohdaten, die als (x,y)-Koordinatentupel auf Magnetband vorliegen, werden so auf eine Magnetplatte sortiert, daß die Matrix direkt aufgebaut wird. Da jedoch bei der verwendeten Matrixgröße der Speicherplatz einer Magnetplatte nicht ausreicht, wurde jede Messung so halbiert, daß gleichzeitig nur solche Ereignisse einsortiert wurden, die zu jeweils 4 Teilchendetektoren gehören.

Die Bestimmung der koinzidenten Zählrate erfolgte folgendermaßen: Zunächst wurde eine Projektion auf die y-Achse ($\hat{= E_\gamma$) vorgenommen (Figur 6 zeigt eine solche Projektion) und dann die interessierende γ -Linie mit und ohne Untergrundabzug integriert. Jetzt erfolgten 2 Projektionen auf die x-Achse ($\hat{= E_d}$) in der Weise, daß nur solche koinzidenten Ereignisse projiziert wurden, deren γ -Energie in einem bestimmten Fenster liegt.



Figur 6: Projektion eines 2-dimensionalen d- γ -Spektrums
auf die y-Achse ($\hat{=}$ E_γ)

Für die erste Projektion wurde die γ -Linie eingegrenzt, und die Ergebnisse innerhalb dieser Grenzen auf die x-Achse projiziert. Für die zweite Projektion wurden die Grenzen mit demselben Abstand zu höheren γ -Energien hin verschoben, das Integral bestimmt und mit diesem Fenster auf die x-Achse projiziert. So erhielt man Teilchenspektren, deren Ereignisse zu γ -Quanten mit einer Energie von 1,37 MeV bzw. einer etwas höheren Energie koinzident waren. Figur 7 zeigt die Teilchenspektren, die zu einer solchen "Linien" - und einer "Untergrund"-Projektion gehören. Die Linie der inelastisch gestreuten Deuteronen d_1 wurde in beiden Spektren integriert. Die d_1 -Zählrate der Untergrundprojektion wurde gemäß dem Verhältnis von Untergrund der 1,37 MeV γ -Linie zu Gesamtintegral der Untergrundprojektion normiert und von der d_1 -Zählrate der Linienprojektion subtrahiert. Das so erhaltene Ergebnis ist die Zählrate der Deuteronen, die inelastisch in einen Teilchenzähler gestreut wurden, und zu denen gleichzeitig ein γ -Quant im γ -Detektor mit der Energie von 1,37 MeV nachgewiesen worden ist. Diese Zählrate muß noch auf die Zählrate der zufälligen Ereignisse korrigiert werden. Dazu fand das gleiche Verfahren auf die Linie der elastisch gestreuten Deuteronen Anwendung. Durch Vergleich mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten konnte auf diese Weise die Zählrate der zufälligen Koinzidenzen bestimmt werden. Die zufälligen Ereignisse betrugen im Mittel 6 %.



Figur 7: Projektionen verschiedener Ausschnitte aus dem 2-dimensionalen $d\gamma$ -Spektrum auf die x-Achse ($\hat{=}$ L_d)

Die Güte des hier verwendeten Verfahrens zur Bestimmung der koinzidenten Zählrate testete man dadurch, daß die Projektionen mehrmals mit engeren und weiteren Grenzen ausgeführt wurden. Die erhaltenen Werte lagen alle innerhalb der statistischen Fehler.

2. Die Korrelationsfunktion W

Die Korrelationsfunktion W kann aus den Meßgrößen in einfacher Weise bestimmt werden:

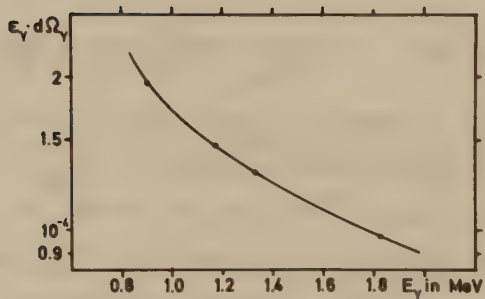
Es gilt:

$$W(\Theta_Y, \varphi_Y; \Theta_b, \varphi_b) = \frac{N_{\text{coi}}}{N_d \cdot N_{24_{\text{Mg}}} \cdot d\Omega_d \cdot \epsilon_Y d\Omega_Y \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_d}}$$

Die Anzahl der Deuteronen N_d ergab sich aus der im Faraday-Cup aufgefangenen Gesamtladung. $N_{24_{\text{Mg}}}$ ist die Flächendichte der $^{24}_{\text{Mg}}$ -Kerne im Target. Der von einem Teilchenzähler erfaßte Raumwinkel $d\Omega_d$ ergab sich aus dem Quotienten von Blendenöffnung und dem Quadrat des Targetabstandes.

Das Produkt $\epsilon_Y d\Omega_Y$ wurde experimentell für die beiden Messungen bestimmt. Dazu brachte man an den Ort des Targets $^{60}_{\text{Co}}$ - und $^{88}_{\text{Y}}$ -Eichpräparate bekannter Quellstärke. Das Resultat einer dieser Messungen wird in Figur 8 gezeigt. N_{coi} ist die koinzidente Zählrate, die nach dem oben geschilderten Verfahren gewonnen wurde. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega_d}$ wurde für jeden Teilchenwinkel vor der Koinzidenzmessung bestimmt. Ein Vergleich mit dem von K. Thomas⁵⁾ bei der gleichen Energie unter Verwendung von Detek-

tor-Teleskopen zur Teilchenidentifizierung und bei kleinerem Raumwinkel gemessenen Wirkungsquerschnitt ergibt nur bei einigen Winkeln geringfügige Abweichungen, die auf störende p- und α -Linien zurückzuführen sind.



Figur 8: Experimentelle Bestimmung des Produkts $\epsilon_{\gamma} \cdot d\Omega_{\gamma}$ aus Photonachweiswahrscheinlichkeit und Raumwinkel des γ -Detektors.
(Verwendete Präparate: ^{60}Co , ^{88}Y)

III. Theorie

1. Allgemeines über Teilchen- γ -Korrelationen

Zur Beschreibung der experimentellen Korrelationsdaten wird die Darstellung von Rybicki et al.¹²⁾ benutzt. Betrachtet wird eine (a,b)-Reaktion zu einem angeregten Zustand B mit definiertem Spin und definierter Parität, der durch Emission eines γ -Quants zerfällt: $A(a,b)B(\gamma)C$. Die Winkelkorrelationsfunktion W, die die Emissionswahrscheinlichkeit der γ -Quanten in die Richtung $\Theta_\gamma, \varphi_\gamma$ unter der Voraussetzung, daß b in Θ_b, φ_b emittiert wurde, beschreibt, hat die folgende Form:

$$W(\Theta_b, \varphi_b; \Theta_\gamma, \varphi_\gamma) = \sum_{KQ} A_{KQ}(\Theta_b, \varphi_b) C_{KQ}(\Theta_\gamma, \varphi_\gamma)$$

Die sphärischen Kugelfunktionen C_{KQ} enthalten die Winkelabhängigkeit der γ -Strahlung. Sie sind so normiert, daß $C_{00} = 1$ gilt. Die Koeffizienten A_{KQ} lassen sich in Größen B_{KQ} , die die Bildung des angeregten Zustandes B beschreiben - sie werden im nächsten Abschnitt näher betrachtet - und in Größen $R_K(\gamma)$, die den γ -Zerfall beschreiben, faktorisieren. Die Koeffizienten $R_K(\gamma)$ haben die Form:

$$R_K(\gamma) = \sum_{LL'} g_L g_{L'} R_K(LL' I_B I_C)$$

Die unter der Summe auftretenden $R_K(LL' I_B I_C)$ enthalten nur Clebsch-Gordan- und Racah-Koeffizienten, die von den Kernspins I_B und I_C sowie von den Multipolaritäten L und L' der γ -Strahlung abhängen. Die Koeffi-

zienten g_L und $g_{L'}$, sind proportional zu den reduzierten Matrixelementen der elektromagnetischen Übergangsoperatoren. Sie sind so normiert, daß bei reiner Multipol-Strahlung wie im vorliegenden Experiment

$$R_K(\gamma) = R_K(LLI_B I_C) \text{ gilt.}$$

Falls nur die Richtung der γ -Strahlung und nicht ihre Polarisation beobachtet wird, nimmt K nur gerade Werte an. Aus dem Clebsch-Gordan-Koeffizienten in $R_K(LL'I_B I_C)$ ergibt sich die weitere Einschränkung $K \leq \min(2L, 2L', 2I_B)$.

2. Die Koeffizienten B_{KQ}

Die Koeffizienten B_{KQ} beschreiben die Anregung des Zustandes B. Diese Größen hängen über die Dichtematrix mit den Übergangsmatrixelementen $X_{m_a M_a m_b M_b}$ zusammen. Die Dichtematrix $\rho_{M_B M'_B}$ des Zustandes B läßt sich aus den Übergangsmatrixelementen $X_{m_a M_a m_b M_b}$ berechnen, die den Übergang vom Targetgrundzustand A zum angeregten Zustand B beschreiben. Es gilt:

$$\rho_{M_B M'_B} = \sum_{m_a m_b} X_{m_a M_a m_b M_B} X_{m_a M_a m_b M'_B}^*$$

Aus der Dichtematrix werden sphärische Tensoren

$$\rho_{KQ} \text{ gebildet: } \rho_{KQ} = \sum_{M_B M'_B} \rho_{M_B M'_B} (-)^{I_B - M'_B} (I_B I_B M_B - M'_B | KQ)$$

Die Koeffizienten B_{KQ} ergeben sich dann zu:

$$B_{KQ}(I_B) = \frac{\rho_{KQ}(I_B)}{\rho_{00}(I_B)}$$

mit der Normierung $B_{00} = 1$.

Korrelationsexperimente werden häufig durchgeführt, um Informationen über den γ -Zerfall zu gewinnen. Dazu wird meist die Methode II von Litherland ¹³⁾ angewendet. Bei dieser Methode steht der Teilchenzähler unter 0° bzw. 180° zum Strahl. Dadurch wird die Korrelationsfunktion zylindersymmetrisch. Bei solchen Experimenten entfällt die Summation über Q , und es gehen wie in den differentiellen Wirkungsquerschnitt nur die Diagonalglieder der Dichtematrix ein. Diese Diagonalglieder sind zu den Besetzungszahlen der magnetischen Unterzustände proportional.

In Teilchen- γ -Korrelationsexperimente, wie sie hier beschrieben werden, gehen auch Nichtdiagonalelemente der Dichtematrix ein. Dies ermöglicht nicht nur die Bestimmung der Beträge der Übergangsmatrixelemente, sondern auch deren relative Phasen. Da bei diesen Experimenten der Teilchenzähler nicht mehr auf 0° oder 180° fixiert ist, läßt sich auch die Winkelabhängigkeit der Übergangsmatrixelemente messen.

Die spezielle Wahl der z-Achse senkrecht zur Reaktionsebene vereinfacht die Summation über Q in den Koeffizienten ρ_{KQ} . Aus der Reflexionssymmetrie zur Reaktionsebene (Bohrsches Theorem ¹⁴⁾) folgt, daß die Änderung der magnetischen Quantenzahlen $M_B - M_A + m_b - m_a$ gerade oder ungerade ist, je nachdem ob sich die Parität in der Teilchenreaktion geändert hat oder nicht. Daraus folgt, daß nur solche ρ_{KQ} nicht verschwinden, bei denen Q gerade ist. Die ρ_{KQ} werden dann allerdings komplex.

3. Anwendung auf die $^{24}\text{Mg} (d, d_1 \gamma) ^{24}\text{Mg}$ Teilchen- γ - Winkelkorrelationen

Bei diesem Experiment ist die Spinfolge $0 \frac{1}{2} \rightarrow 2 \frac{1}{2} \rightarrow 0 \frac{1}{2}$.

Die einzig erlaubte Multipolarität für den γ -Zerfall ist $L = 2$. Daraus ergibt sich für die "in-plane"

Winkelkorrelationsfunktion W: *

$$W(\Theta_\gamma = 90^\circ, \varphi_\gamma; \Theta_b = 90^\circ, \varphi_b) = \sum_{\substack{K, Q \text{ gerade} \\ K \leq 4 \\ -K \leq Q \leq +K}} \frac{\rho_{KQ}}{\rho_{00}} R_K(2, 2, 2, 0) c_{KQ}(90^\circ, \varphi_\gamma)$$

Einfache Umformungen¹²⁾ führen zu folgendem Resultat:

$$W(\Theta_\gamma = 90^\circ, \varphi_\gamma; \Theta_b = 90^\circ, \varphi_b) = A + B \sin^2(\varphi_\gamma - \varphi_1) + C \sin^2(\varphi_\gamma - \varphi_2)$$

$$\text{mit } A = \frac{5}{4} \left[(|x_2| - |x_{-2}|)^2 + (|x_1| - |x_{-1}|)^2 \right] / \frac{\partial \rho}{\partial \Omega_b}$$

$$B = 5 \cdot |x_1| |x_{-1}| / \frac{\partial \rho}{\partial \Omega_b}$$

$$C = 5 |x_2| |x_{-2}| / \frac{\partial \rho}{\partial \Omega_b} \quad \text{wobei}$$

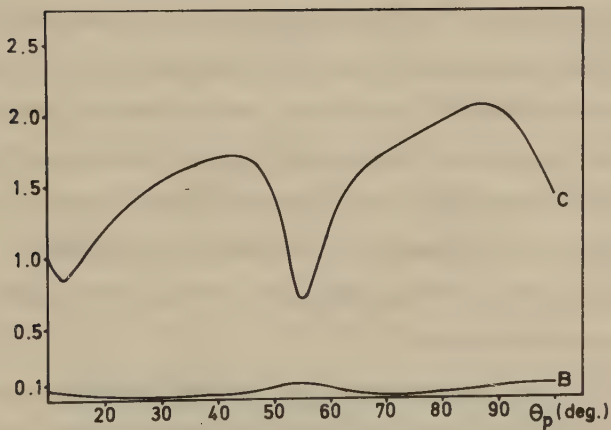
$$|x_{M_B}| = \sqrt{\sum_{\substack{m_A m_b \\ M_A}} x_{m_A m_b}^{M_A M_B} x_{m_A m_b}^{* M_A M_B}}$$

$$e^{i2\varphi_1} = \frac{\sum_{\substack{m_A m_b \\ M_A}} x_{m_A m_b}^{M_A M_B=1} x_{m_A m_b}^{* M_A M_B=-1}}{|x_1| |x_{-1}|}$$

$$e^{i4\varphi_2} = \frac{\sum_{\substack{m_A m_b \\ M_A}} x_{m_A m_b}^{M_A M_B=2} x_{m_A m_b}^{* M_A M_B=-2}}{|x_2| |x_{-2}|}$$

*) In den folgenden Kapiteln wird für φ_b die Bezeichnung Θ_p verwendet.

Man sieht, daß in die Winkelkorrelationsfunktion W die Übergangsamplituden mit $M_B = 0$ nicht ein-
gehen. Das liegt daran, daß $L = 2$ Strahlung mit $M = 0$ senkrecht zur Quantisierungsachse nichts
beiträgt.



Figur 9: Ergebnisse einer CC-Rechnung.

Im gleichen Maßstab sind die Korrelationsgrößen B und C
aufgetragen.

Da der Targetgrundzustand den Spin $I_A = 0$ hat, und die Parität in der Teilchenreaktion nicht geändert wird, folgt aus der Beziehung $m_B - m_A + m_b - m_a = \text{gerade}$, daß $X_{M_B} = \pm 1$ nur auftritt, wenn gleichzeitig $m_b - m_a = \pm 1$ ist, d.h. wenn das Deuteron einen "Halb-Spin-Flip" macht. Da im vorliegenden Experiment nur der Vorwärtswinkelbereich betrachtet wird, sollten diese Beiträge gering sein¹⁵⁾. Messungen von Hippelein et al.¹⁶⁾ und die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Rechnungen (Figur 9) bestätigen dies. Im folgenden wurde daher der Parameter B vernachlässigt. Die Kernpolarisation A in der Winkelkorrelationsfunktion gibt die Polarisation des angeregten Zustandes an. Da sie bezüglich der z-Achse senkrecht zur Reaktionsebene gemessen wird, muß sie selbst für die Streuung von Teilchen mit Spin 0 nicht verschwinden. Alle durchgeführten Rechnungen liefern jedoch im vorliegenden Fall über den gesamten Winkelbereich für die Kernpolarisation kleine Werte und einen ähnlichen Verlauf.

Es ist daher nicht zu erwarten, daß der Vergleich der theoretischen Werte von A mit den experimentellen Werten wesentliche Informationen liefert. Wesentlich interessanter sollte die Korrelationsamplitude C sein. Sie gibt das Verhalten von $|X_2|$ und $|X_{-2}|$ wieder*), wobei durch die Produktbildung Strukturen jedes einzelnen Matrixelementes sichtbar werden.

=====

*) Eine Unterscheidung zwischen X_2 und X_{-2} ist mit diesem Experiment nicht möglich, da X_2 und X_{-2} symmetrisch in die Meßgrößen eingehen. Nur eine Messung der Zirkularpolarisation der γ -Strahlung kann diese Unterscheidung bringen.

4. Die Programme DWKS und CWKS

Zur theoretischen Beschreibung dieses Experiments wurden DWBA- und CC-Rechnungen durchgeführt. Eine ausführliche Darstellung dieser Reaktionsmodelle findet man in ¹⁷⁾ und in ¹⁸⁾. Ihre Anwendung in den benutzten Programmen DWUCK ¹⁹⁾ für die DWBA- und INCH ²⁰⁾ für die CC-Rechnungen ist ausführlich bei M. Berg ¹⁾ dargestellt.

In beiden Programmen werden die Übergangsmatrixelemente und der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet. Zur Berechnung der Winkelkorrelationsfunktion W wurden die Programme DWKS und CWKS erstellt. Eine Programmliste ist im Anhang abgedruckt.

Die Übergangsmatrixelemente werden in den Programmen DWUCK und INCH 1, entwickelt nach Partialwellen, berechnet. Die z-Achse liegt dabei in Strahlrichtung. Wegen der Bedingung:

$$m_a + M_A = M_B + m_b + m_1$$

sind zur vollständigen Klassifikation der Übergangsmatrixelemente nicht 5, sondern 4 magnetische Quantenzahlen nötig. Das Programm DWUCK klassifiziert nach m_a, M_A, m_b, m_1 ; damit ergibt sich:

$$X_{m_a M_A m_b m_1}^1(\theta_p) = \sum_l X_{m_a M_A m_b m_1}^l P_l^{m_1}(\theta_p)$$

Dagegen klassifiziert das Programm INCH 1 nach m_a, M_A, m_b, M_B und erhält somit:

$$X_{m_a M_a m_b M_b}^{\rho}(\theta_p) = \sum_l X_{m_a M_a m_b M_b}^l P_l^{m_a + M_a - m_b - M_b}(\theta_p).$$

Zur Beschreibung der experimentellen Ergebnisse werden die Übergangsmatrixelemente in der Form $X_{m_a M_a m_b M_b}^{\rho}$ benötigt. Deshalb koppelt das Programm DWKS die Matrixelemente aus dem Programm DWUCK um, während das Programm INCH 1 sie direkt übernimmt

Zum Vergleich mit den experimentellen Daten ist es günstiger, die z-Achse senkrecht zur Reaktionsebene zu wählen. Daher müssen die Übergangsmatrixelemente noch gedreht werden. Die sphärischen Tensoren ρ_{KQ} verhalten sich unter Drehungen wie die Kugelflächenfunktionen Y_{KQ} und sind deshalb besonders einfach zu transformieren. So werden zunächst diese Tensoren berechnet und dann die Drehung ausgeführt. Aus den gedrehten Tensoren ρ_{KQ} werden nun die Dichtematrix und die Übergangsmatrixelemente bezüglich der neuen z-Achse berechnet. Aus diesen Matrixelementen erhält man die Größen A, B und C sowie die Phasen φ_1 und φ_2 , durch die die Winkelkorrelationsfunktion W bestimmt ist.

IV. Ergebnisse und Diskussion

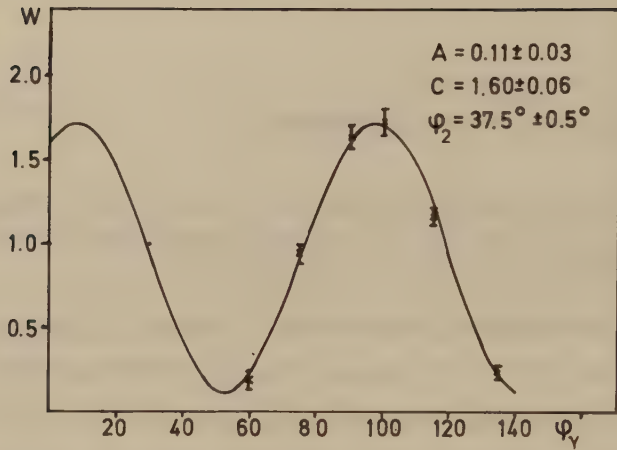
1. Ermittlung der Größen A, C und φ_2 aus der experimentellen Winkelkorrelationsfunktion

Die Winkelkorrelationsfunktion W wurde für den Teilchenwinkelbereich zwischen 25° und 95° gemessen. Der γ -Detektor wurde dabei jeweils unter 6 verschiedene Positionen gestellt. In Figur 10 ist die Abhängigkeit einer solchen Winkelkorrelation vom γ -Winkel für einen festen Teilchenwinkel gezeigt. Zur Bestimmung der Kernpolarisation A, der Korrelationsamplitude C und der Korrelationsphase φ_2 wurde ein Fitprogramm WFIT erstellt, das die experimentellen Werte für jeden Teilchenwinkel mit der Funktion $A + C \sin^2(\varphi_\gamma - \varphi_2)$ anfittet^{*)}.

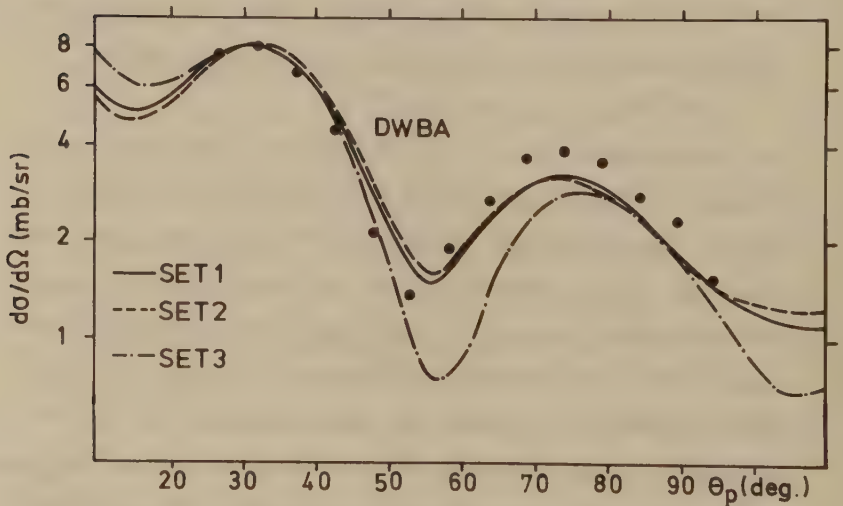
Die so gewonnenen Werte für A, C und φ_2 mußten noch auf den endlichen Öffnungswinkel des γ -Detektors korrigiert werden. Eine Korrektur in der Θ_γ -Richtung war nicht möglich. Sie ist nur möglich, wenn die Winkelkorrelationsfunktion unter mehr als 6 Positionen des γ -Detektors gemessen wird. Die Korrelationsfunktion für $\Theta_\gamma \neq 90^\circ$ enthält 5 Parameter, da auch die Matrixelemente mit $M_B = 0$ beitragen. Diese Beiträge sind proportional zu $\cos^2 2\Theta_\gamma$ bzw. $\cos^4 \Theta_\gamma$ und sind daher für die verwendeten Öffnungswinkel klein. Die Korrektur in φ_γ -Richtung erfolgte nach einer

=====

^{*)} Die Vernachlässigung des Parameters B erweist sich auch hier als gerechtfertigt, da alle erhaltenen χ^2 -Werte innerhalb des confidence limit's lagen.



Figur 10: Gemessene Werte einer Korrelationsfunktion. Die durchgezogene Kurve entspricht einem Fit durch die Meßpunkte. Teilchenwinkel war hier $\Theta_p = 80^\circ$.



Figur 11: Inelastischer differentieller Wirkungsquerschnitt der d-Streuung an ^{24}Mg . Die eingezeichneten Kurven entsprechen DWBA-Rechnungen mit den Potential-sätzen aus Tabelle 1.

Methode, wie sie bei H.Wagner⁶⁾ ausführlich beschrieben ist. Sie beinhaltet eine Integration über φ_Y innerhalb des betrachteten Öffnungswinkels. Die genaue Berechnung zeigt, daß φ_2 unberührt bleibt, während A und C gemäß der folgenden Gleichungen korrigiert werden müssen: $C = C'/F$; $A = A' - C'/2 (1/F - 1)$; darin bedeuten A' und C' die experimentell bestimmten Größen und $F = \frac{\sin(4\Delta\varphi)}{4\Delta\varphi}$, wobei $\Delta\varphi$ den halben Öffnungswinkel bedeutet.

2. Der differentielle Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit DWBA- und CC-Rechnungen

Sollen spezielle Kombinationen einzelner Übergangsmatrixelemente, wie sie sich aus Korrelationsexperimenten ergeben, mit Reaktionstheorien verglichen werden, muß sichergestellt werden, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt, der sich aus der Summation über die Betragsquadrate aller Übergangsmatrixelemente ergibt, von diesen Theorien beschrieben wird. Daher wurde zunächst der differentielle Wirkungsquerschnitt analysiert.

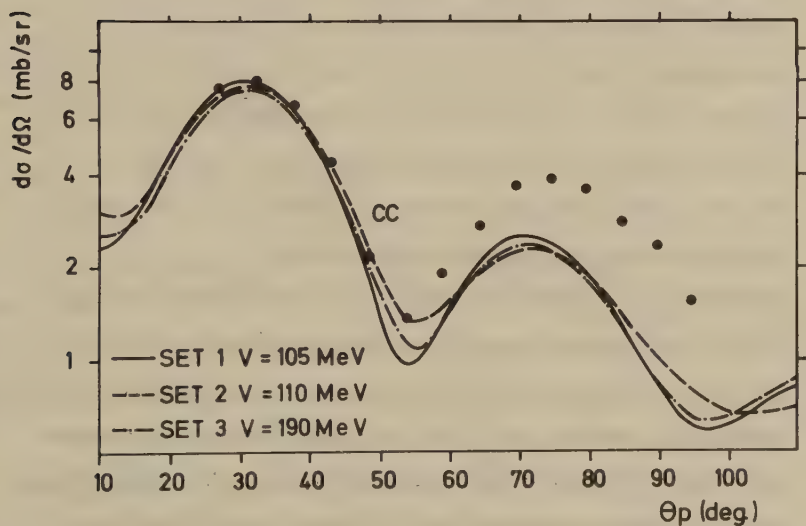
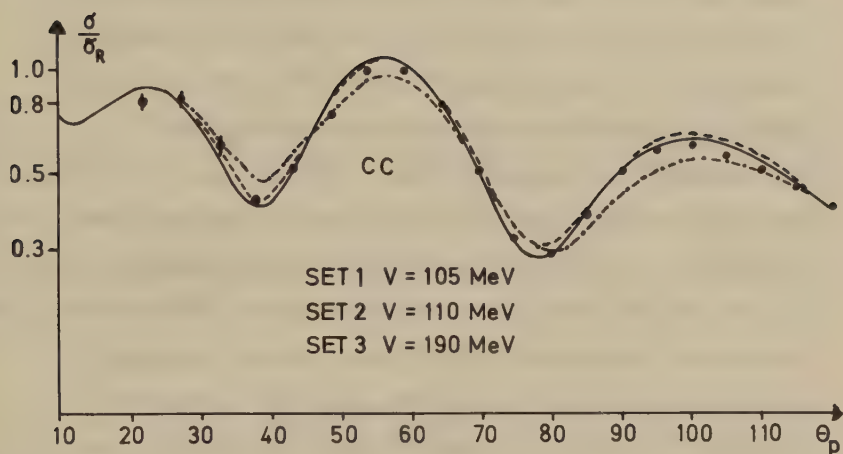
In Figur 11 wird der einfach differentielle Wirkungsquerschnitt mit 3 verschiedenen DWBA-Rechnungen verglichen. Die Potentialsätze zu den 3 gezeigten Kurven sind der Arbeit von K.Thomas⁵⁾ entnommen. Dort wird die inelastische Streuung von Deuteronen an einigen Kernen der s-d-Schale untersucht mit dem Ziel, gemeinsame optische Potentiale zu finden. Dabei ergibt sich, daß Potential-

sätze, die die Streuung von Deuteronen an ^{30}Si (vgl. Anhang) beschreiben, auch zur Beschreibung der inelastischen Streuung an ^{24}Mg geeignet sind. Bei den in Figur 11 gezeigten Rechnungen wird ein solcher Potentialsatz für den Eingangskanal verwendet. (s. Tabelle 1)

Die Parameter im Ausgangskanal und im Formfaktor sind so angepaßt worden, daß eine möglichst gute Übereinstimmung mit dem inelastischen Wirkungsquerschnitt erzielt wird. Dabei ergaben sich 3 Potentialsätze, die die experimentellen Daten etwa gleich gut beschreiben. Sie unterscheiden sich nur wenig in der Diffuseness des Real- und Imaginärteils sowie in der Potentialtiefe des Imaginärteils. Dieses Anpassen der Potentialparameter in Ausgangskanal und Formfaktor an die inelastische Streuung ist zulässig und eine gebräuchliche Methode ²¹⁾.

In Figur 12 werden drei verschiedene CC-Rechnungen mit dem elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitt verglichen. Alle CC-Rechnungen wurden in 0^+-2^+ -Kopplung durchgeführt. Die zusätzliche Ankopplung des 4^+ -Zustandes ändert den Verlauf des inelastischen Wirkungsquerschnittes nur unwesentlich. Systematische Untersuchungen konnten wegen des erheblich größeren Bedarfs an Rechenzeit nicht durchgeführt werden.

Neben den optischen Modellparametern geht in die CC-Rechnungen das benutzte Kernmodell empfindlich ein. Für ^{24}Mg eignet sich das Modell des symmetrisch deformierten, starren Rotators. Der Deformationsparameter β_2 wurde



Figur 12: Elastischer (oben) und inelastischer (unten) Wirkungsquerschnitt der d-Streuung an ^{24}Mg . Die eingezeigten Kurven entsprechen CC-Rechnungen mit den Potentialsätzen aus Tabelle 2.

zusammen mit den optischen Modellparametern variiert. Dabei ergaben sich Werte von β_2 zwischen $+0,4$ und $+0,5$. Diese Werte für die Deformation von ^{24}Mg sind in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Autoren²²⁾.

Die Parameter des optischen Modells wurden so gewählt, daß eine möglichst gute Übereinstimmung sowohl mit dem elastischen als auch dem inelastischen Wirkungsquerschnitt erzielt wurde. Es zeigte sich, daß der elastische Kanal wesentlich empfindlicher als der inelastische Kanal auf kleine Änderungen der Modellparameter reagiert. Da die hier gefundenen Potentialsätze in Kapitel IV 5 zur Untersuchung der sog. $V \cdot r^n$ -Mehrdeutigkeiten⁴⁾ verwendet werden sollen, sind in Figur 11 Rechnungen gezeigt, die sich in der Potentialtiefe V und dem Radius r des Realteils unterscheiden. Die Potentialtiefen sind einmal benachbart bei 105 und 110 MeV im sogenannten realistischen Bereich und zum anderen unrealistisch bei 190 MeV (s. Tabelle 2).

Im Gegensatz zu DWBA- werden in CC-Rechnungen der elastische und inelastische Wirkungsquerschnitt simultan mit einem Potentialsatz für Eingangs- und Ausgangskanal berechnet. Dadurch wird die Zahl der "freien" Parameter wesentlich eingeschränkt. Es ist daher nicht überraschend, daß die Übereinstimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit den CC-Rechnungen nicht besser als mit den DWBA-Rechnungen wird. Für die Abweichung der CC-Rech-

	V(MeV)	r(fm)	a(fm)	W_D (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)
Eingangskanal	114.8	1.32	0.53	18.5	1.06	0.89
Ausgangskanal Satz 1	109.4	1.12	0.76	17.0	1.59	0.60
Ausgangskanal Satz 2	109.4	1.12	0.76	19.3	1.59	0.60
Ausgangskanal Satz 3	109.4	1.12	0.87	17.0	1.59	0.51

	V_{SO} (MeV)	r_{SO} (fm)	a_{SO} (fm)	β_2
Eingangskanal	6.0	1.32	0.53	
Ausgangskanal Satz 1	6.0	1.12	0.76	0.535
Ausgangskanal Satz 2	6.0	1.12	0.76	0.45
Ausgangskanal Satz 3	6.0	1.12	0.87	0.44

Tabelle 1: Potentialparameter der DWBA - Rechnungen

	V(MeV)	r(fm)	a(fm)	W_D (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)
Satz 1	105.0	1.54	0.50	16.0	1.13	0.83
Satz 2	110.0	1.50	0.48	17.5	1.10	0.83
Satz 3	190.0	1.00	0.65	14.0	1.37	0.75

	V_{SO} (MeV)	r_{SO} (fm)	a_{SO} (fm)	β_2
Satz 1	6.0	1.54	0.50	0.42
Satz 2	6.0	1.50	0.48	0.45
Satz 3	6.0	1.00	0.65	0.50

Tabelle 2: Potentialparameter der CC - Rechnungen

nungen bei größeren Winkeln von den experimentellen Daten könnten z.B. Beiträge aus Compoundreaktionen verantwortlich sein. In der DWBA ist es möglich, durch geschickte Wahl der vielen Parameter solche Abweichungen zu verringern.

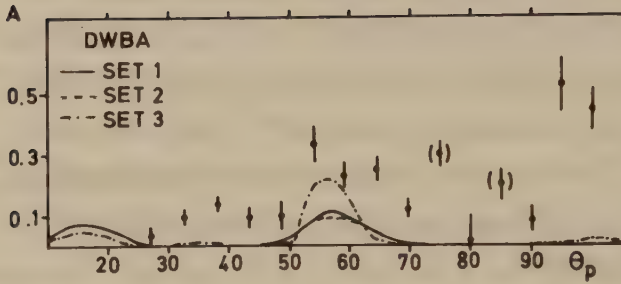
3. Analyse der Kernpolarisation A

Für die Analyse aller Korrelationsdaten (A, C, φ_2) wurden dieselben Potentialsätze in den DWBA- und CC-Rechnungen verwendet, wie für die Analyse des differentiellen Wirkungsquerschnitts. In Figur 13 werden die experimentellen Werte für die Kernpolarisation A gezeigt. Man sieht, daß die experimentellen Werte klein sind. Die eingeklammerten Punkte weichen offensichtlich vom allgemeinen Verlauf ab. Da in diesem Experiment keine Teilchenidentifizierung mit Zählerteleskopen durchgeführt wurde, können Störlinien aus d-p- oder d- α -Reaktionen in den Teilchenspektren nicht von den d-Linien unterschieden werden. Fällt die Energie einer solchen Störlinie zufällig mit der Energie der inelastisch gestreuten Deuteronen zusammen, und ist die zugehörige γ -Energie höher als 1,37 MeV, so kann das Comptonkontinuum der Störlinie zu "echten" Koinzidenzen führen. Das hier verwendete Verfahren zur Untergrundsubtraktion (Kapitel II) berücksichtigt dies bereits für γ -Energien, deren Comptonkante oberhalb ca 1,6 MeV liegt. Aufgrund der unterschiedlichen Kinematik der Störreaktionen treten derartige zusätzliche koinzidente Ereignisse nur für einzelne Teilchenwinkel auf.

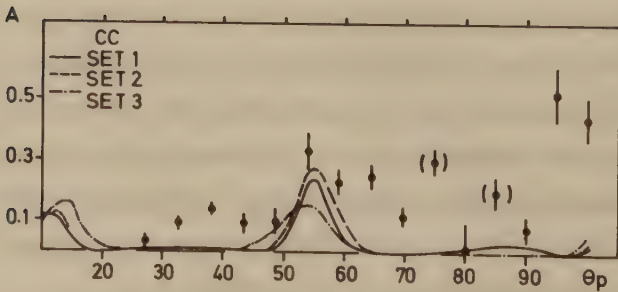
Diese zusätzlichen Ereignisse ergeben also allenfalls für diese Teilchenwinkel eine kleine Parallelverschiebung der Korrelationsfunktion zu größeren Werten hin. Diese führt bei diesen Winkeln zu zu großen Werten von Λ , während die Korrelationsamplitude C und die Phase φ_2 praktisch unbeeinflusst bleiben^{*)}. Diese Vergrößerung von Λ tritt offensichtlich bei den Teilchenwinkeln 75° und 85° auf, deshalb sind diese Punkte in Klammern gesetzt.

In Figur 13 und 14 werden die experimentellen Werte der Kernpolarisation Λ mit DWBA- und CC-Rechnungen verglichen. Alle Rechnungen zeigen einen ähnlichen Verlauf. Bis auf ein kleines Maximum zwischen 50° und 65° erhält man in den Rechnungen verschwindende Werte für Λ . Die experimentellen Werte zeigen ein ähnliches Verhalten und stimmen recht gut mit den Rechnungen überein. Weitergehende Aussagen sind hier nicht möglich, da die Kernpolarisation bei dieser Reaktion sehr klein ist. Die einzelnen Rechnungen unterscheiden sich aber durchaus bis zu einem Faktor von 2. In Reaktionen, bei denen sich die Übergangsmatrixelemente zu den einzelnen magnetischen Unterzuständen stärker unterscheiden, könnte die Messung der Kernpolarisation Λ dazu beitragen zu entscheiden, welches Reaktionsmodell das zutreffende ist.

=====
^{*)} C würde maximal beeinflusst, wenn die Störreaktion eine ähnliche Korrelationsfunktion hat, die gleich- oder gegenphasig zu der interessierenden Korrelationsfunktion verläuft. Aus der Streuung der experimentellen Werte von Λ kann man eine maximale Verschiebung von C in der Größenordnung von 0,1-0,2 abschätzen. Dies entspricht bei diesem Experiment einer maximalen Abweichung von ca 5 - 10%.



Figur 13: Experimentelle Werte der Kernpolarisation A . Die gezeigten Kurven entsprechen den 3 DWBA-Rechnungen.



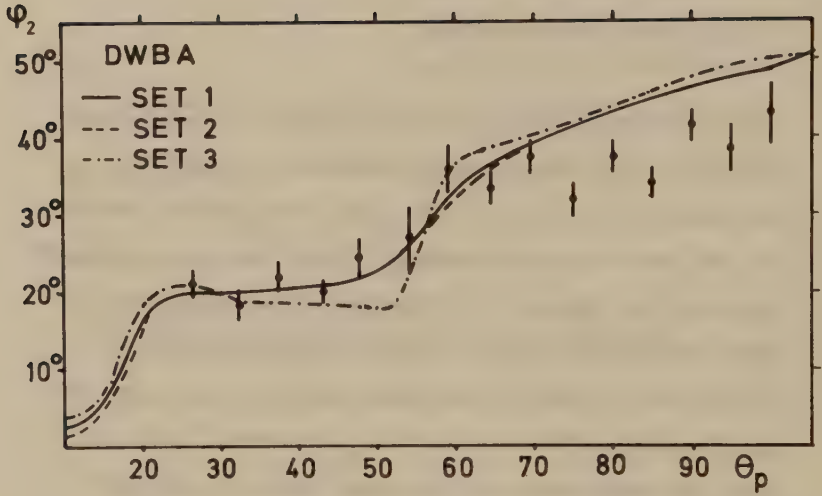
Figur 14: Vergleich der experimentellen Werte der Kernpolarisation A mit den 3 CC-Rechnungen.

4. Die Korrelationsphase φ_2

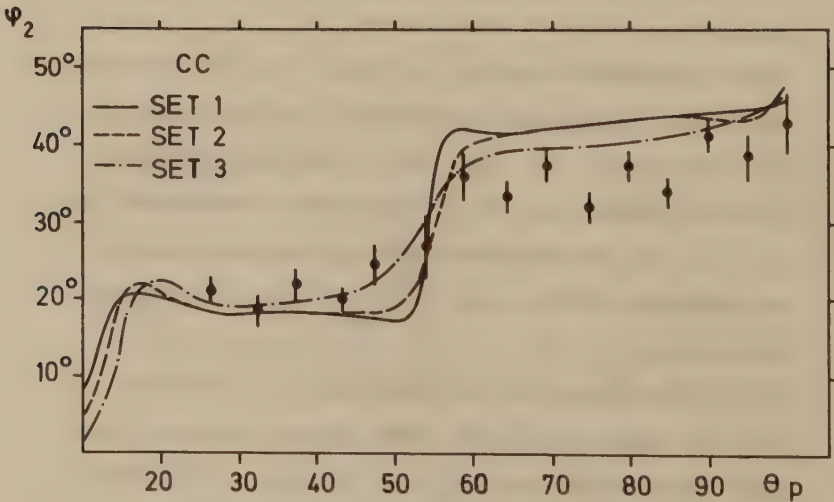
Die Korrelationsphase φ_2 ergibt sich aus der Phasendifferenz der Übergangsmatrixelemente X_2 und X_{-2} . Aus dem Experiment ist sie sehr genau bestimmbar. Ihre Lage ist durch die 6 gemessenen Punkte der Korrelationsfunktion gut fixiert, da die Fehler der Meßpunkte in φ -Richtung klein sind. Selbst große statistische Fehler der einzelnen Meßpunkte würden keine große Variationsbreite für die Phase φ_2 erlauben. In Figur 15 wird die experimentell gemessene Phase φ_2 mit den 3 DWBA-Rechnungen verglichen. Der Verlauf der experimentellen Punkte wird von den Rechnungen recht gut wiedergegeben. Erst bei größeren Winkeln ergeben die Rechnungen etwas zu große Werte.

Die CC-Rechnungen werden in Figur 16 mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Auch hier ist die Übereinstimmung gut. Die unterschiedlichen Potentialsätze ergeben nur wenig voneinander abweichende Werte. Der bei den DWBA-Rechnungen erkennbare Anstieg zu größeren Winkeln hin, tritt bei den CC-Rechnungen nicht auf.

Die Abweichungen von den experimentellen Punkten sind in allen Rechnungen (DWBA und CC) relativ klein. Die Korrelationsphase φ_2 ist also bei der betrachteten Reaktion zu unempfindlich auf verschiedene Reaktionsmodelle und Potentialsätze, als daß man entscheiden könnte, welche der Rechnungen das ex-



Figur 15: Vergleich der experimentellen Werte der Korrelationsphase ψ_2 mit den 3 DWBA-Rechnungen.



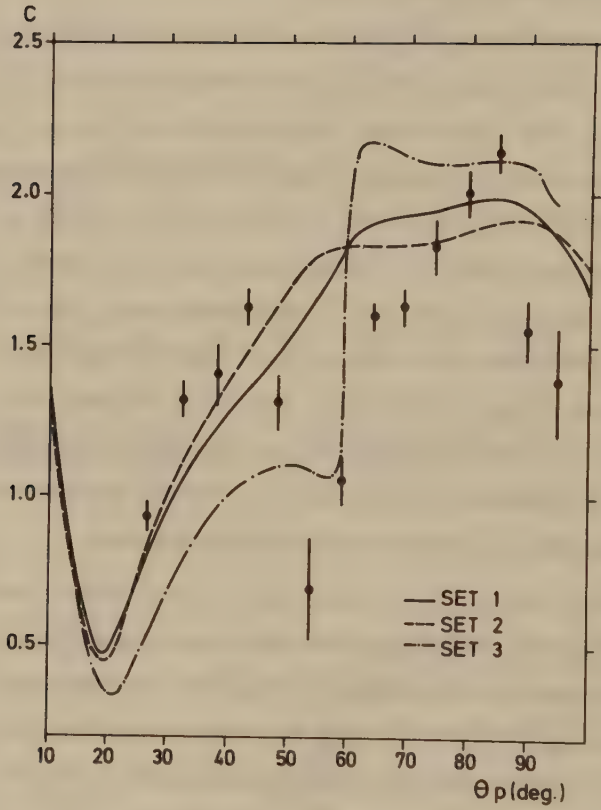
Figur 16: Vergleich der experimentellen Werte der Korrelationsphase ψ_2 mit den 3 CC-Rechnungen.

periment am besten beschreibt.

5. Die Korrelationsamplitude C

Die Korrelationsamplitude C ergibt sich im wesentlichen aus dem Produkt der Übergangsmatrixelemente $|x_2|$ und $|x_{-2}|$. Sie sollte sehr empfindlich auf kleine Änderungen der Übergangsmatrixelemente in den verschiedenen Rechnungen sein (vgl. Kapitel III 3). Figur 17 zeigt den Vergleich der gemessenen Werte der Korrelationsamplitude C mit den 3 DWBA-Rechnungen. Keine dieser Rechnungen kann den Verlauf der experimentell bestimmten Werte wiedergeben. Das tiefe Minimum bei 55° wird nur von der Rechnung mit dem Potentialsatz 3 als Stufe angedeutet, während die anderen Rechnungen in diesem Bereich glatt ansteigend verlaufen.

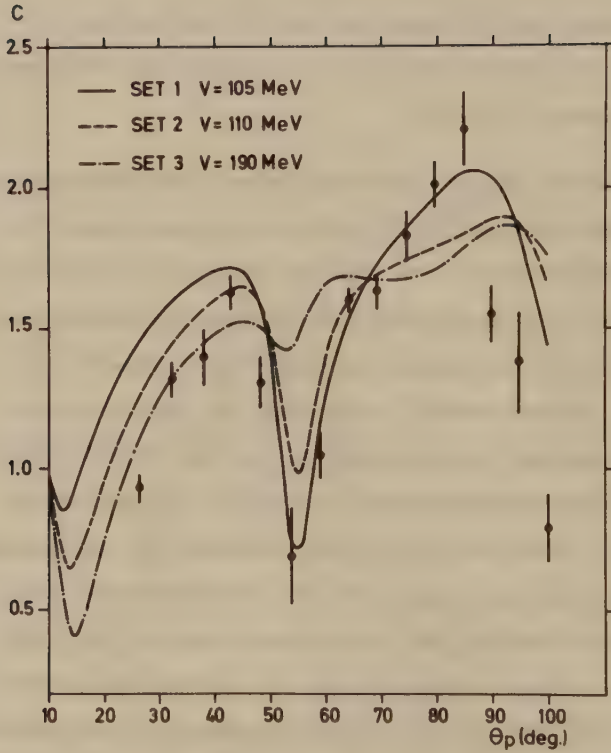
Betrachtet man nur die Rechnungen, so fällt auf, wie empfindlich die Korrelationsphase C auf kleine Parameteränderungen im optischen Potential reagiert. Der Vergleich der Rechnungen mit den experimentellen Werten von C zeigt, daß die DWBA offensichtlich nicht geeignet ist, die inelastische Streuung von Deuteronen an ^{24}Mg zu beschreiben, obwohl die Übereinstimmung mit dem Wirkungsquerschnitt (Figur 11) gut ist. Durch die vielen Parameter, die in die DWBA-Rechnungen eingehen, ist man also in der Lage, Abweichungen, die bei einzelnen Matrixelementen auftreten, mit Abweichungen



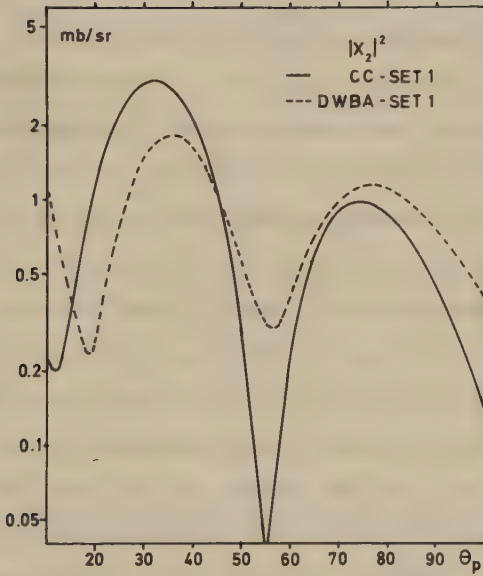
Figur 17: Vergleich der experimentellen Werte der Korrelationsamplitude C mit den 3 DWBA-Rechnungen.

bei anderen so zu kompensieren, daß sich in der Quadratsumme gerade der experimentelle Wert des Wirkungsquerschnitts ergibt. Obwohl die DWBA also den experimentellen Wirkungsquerschnitt beschreibt, berechnet sie seine Komponenten, nämlich die Übergangsmatrixelemente falsch.

Eine bessere Näherung zur Berechnung der Übergangsmatrixelemente ergibt sich durch die Einbeziehung von Mehrstufenprozessen. In Figur 18 werden die 3 CC-Rechnungen mit den experimentellen Werten verglichen. Die CC-Rechnungen mit einer reellen Potentialtiefe um 105 MeV stimmen sowohl im Verlauf als auch in den Absolutwerten gut mit den experimentellen Werten überein. Mehrstufenanregungen, wie sie in CC-Rechnungen eingehen, sind also bei dieser Reaktion von Bedeutung. Die Beeinflussung der einzelnen Matrixelemente durch die Mehrstufenprozesse erkennt man erst aus dem Vergleich der Matrixelemente selbst. In Figur 19 wird gezeigt, daß für die gute Übereinstimmung der Korrelationsamplitude C der CC-Rechnungen im Minimum bei 55° das Matrixelement mit $M_B = +2$ verantwortlich ist. Bei den CC-Rechnungen tritt hier ein tiefes Minimum auf, während bei den DWBA-Rechnungen der Verlauf von $|x_2|^2$ ähnlich zur Struktur des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist. Wie sich der differentielle Wirkungsquerschnitt aus den Betragsquadraten der Übergangs -



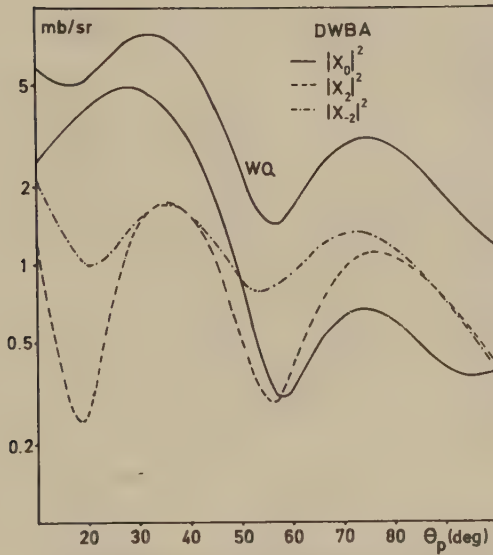
Figur 13: Vergleich der experimentellen Werte der Korrelationsamplitude C mit den 3 CC-Rechnungen.



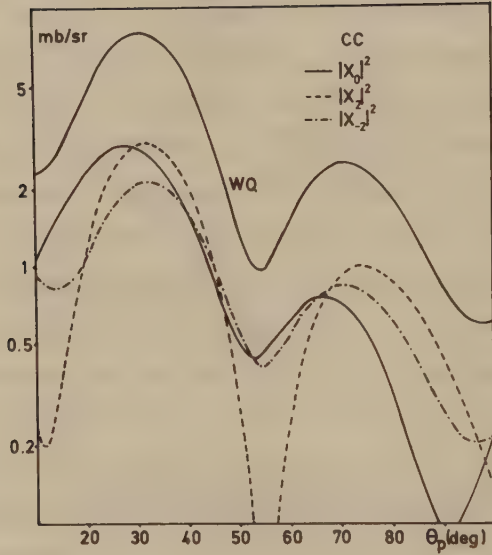
Figur 19: Betragsquadrat des Übergangsmatrixelements $|x_{+2}|^2$. Die durchgezogene Kurve entspricht einer CC-Rechnung, die gestrichelte Kurve einer DWBA-Rechnung.

matrizelemente in der DWBA- und in der CC-Näherung zusammensetzt, wird in Figur 20 und 21 gezeigt.

Betrachtet man in Figur 18 nur die Rechnungen, so erkennt man auch hier die große Empfindlichkeit der Korrelationsamplitude C auf die verschiedenen Potentialsätze. Durch den Vergleich mit den experimentellen Werten kann der Potentialsatz 3 ausgeschieden werden. Eine reelle Potentialtiefe von 190 MeV beschreibt also nicht die Wechselwirkung des Deuterons mit ^{24}Mg , obgleich sowohl der elastische wie auch der inelastische Wirkungsquerschnitt durch dieses Potential reproduziert wird. Eine Entscheidung zwischen den Potentialtiefen von 105 MeV und 110 MeV kann allerdings nicht getroffen werden. Diese Rechnungen stimmen insbesondere auch bei dem Minimum bei 55° bis auf kleinere Abweichungen, die bei jeder Modellrechnung in Kauf genommen werden müssen, überein. Erst drastische Abweichungen in Verlauf oder Absolutwert, wie sie bei der Rechnung mit Potentialsatz 3 auftreten, erlauben es, einzelne Potentialsätze zu verwerfen. Daß solch große Abweichungen sogar bei sehr ähnlichen Potentialsätzen auftreten können, wird im Anhang mit Rechnungen zur Reaktion $^{30}\text{Si}(d, d'\gamma)^{30}\text{Si}$ gezeigt.



Figur 20: Differentieller Wirkungsquerschnitt (WQ) als Summe der Betragsquadrate der Übergangsmatrixelemente. Die eingezeichneten Kurven entsprechen der DWBA-Rechnung mit Potentialsatz 1 aus Tabelle 1



Figur 21: Differentieller Wirkungsquerschnitt (WQ) als Summe der Betragsquadrate der Übergangsmatrixelemente. Die eingezeichneten Kurven entsprechen der CC-Rechnung mit Potentialsatz 1 aus Tabelle 2.

6. Schlußbemerkungen

Aus dem Vergleich der experimentellen Korrelationsamplitude C mit den verschiedenen Rechnungen konnte für die Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,d')^{24}\text{Mg}$ die Bedeutung von Mehrstufenprozessen gezeigt werden. Die Matrixelemente, aus denen sich C berechnet, beinhalten immer noch Summationen über die magnetischen Quantenzahlen des einlaufenden Teilchens m_a , des auslaufenden Teilchens m_b und des Targetkerns M_A . Um diese Summation auflösen zu können, müssen andersartige Experimente durchgeführt werden. Eine Unterscheidung der Matrixelemente bezüglich der Quantenzahl m_a bringt ein polarisierter Teilchenstrahl, bezüglich m_b die Messung der Polarisation der Teilchen im Ausgangskanal, und bezüglich M_A die Verwendung eines polarisierten Targets. Um also im allgemeinsten Fall ein einzelnes Matrixelement $X_{m_a M_A m_b M_B}$ experimentell bestimmen zu können, müßte man alle diese Experimente gleichzeitig mit einem Korrelationsexperiment ausführen. Die Bestimmung eines solchen Matrixelements vereinfacht sich natürlich, wenn einzelne Indizes Null werden, wie z.B. bei der α -Streuung an gg-Kernen ²⁾. Im Hinblick auf die vorliegende Messung sollte es besonders interessant sein, das Experiment mit vektorpolarisierten Deuteronen durchzuführen, um insbesondere Einflüsse des Spin-Bahn-Potentials - sie gewinnen in dem nicht mehr

untersuchten Winkelbereich ab etwa $\Theta_p = 100^\circ$ an
Bedeutung¹⁶⁾ - auf einzelne Matrixelemente untersuchen
zu können.

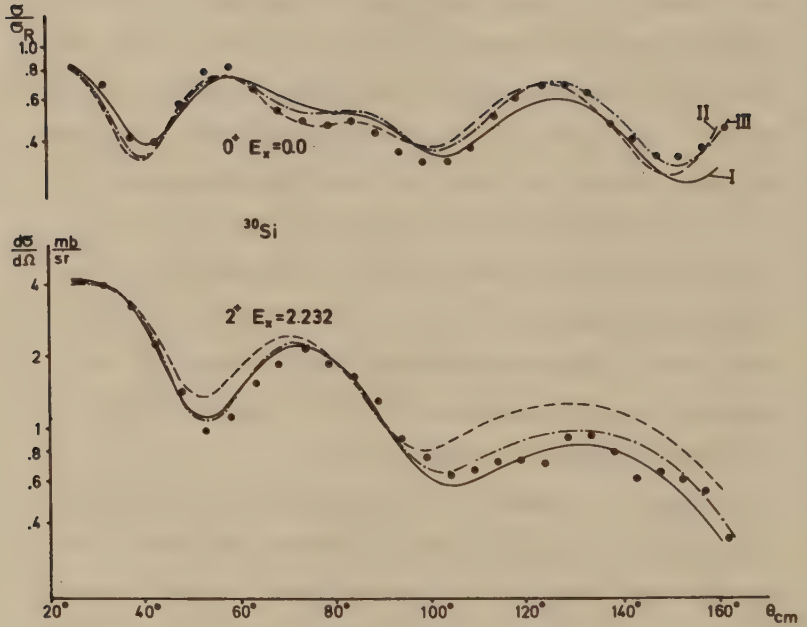
Anhang A

Potentialmehrdeutigkeiten in der Reaktion $^{30}\text{Si}(d,d')^{30}\text{Si}$

Der Verlauf der experimentellen Wirkungsquerschnitte der Streuung von Deuteronen an ^{30}Si läßt sich gut mit DWBA-Rechnungen beschreiben. Es ergeben sich viele Potentialsätze⁵⁾, die alle die experimentellen Werte etwa gleich gut wiedergeben. In Figur 22 sind DWBA-Rechnungen für drei benachbarte Potentialsätze (Tabelle 3) mit den experimentellen Werten des elastischen und inelastischen Wirkungsquerschnitts der d-Streuung an ^{30}Si verglichen. Die Potentialsätze gehen jeweils in den Eingangs- und Ausgangskanal sowie in den Formfaktor der DWBA-Rechnung unverändert ein.

In Kapitel IV 5 konnte für Potentiale aus verschiedenen "Potentialfamilien" gezeigt werden, daß durch die Messung der Teilchen- γ -Winkelkorrelation eine Potentialfamilie ausgewählt werden kann, die allein die Messung beschreibt. Mit den vorliegenden experimentellen Daten konnte jedoch keine Entscheidung innerhalb der Potentialfamilie getroffen werden.

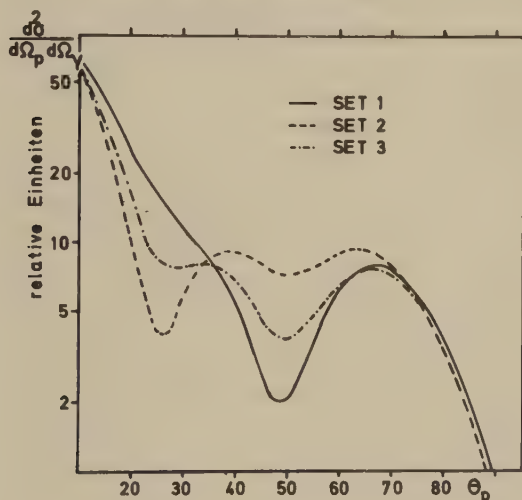
DWBA-Rechnungen für die Reaktion $^{30}\text{Si}(d,d_1\gamma)^{30}\text{Si}$ zeigen, daß für eine bestimmte Stellung des γ -Detektors bereits die Messung des doppelten differentiellen Wirkungsquerschnitts ausreichen würde, um eine Entscheidung zwischen den benachbarten Potentialsätzen einer Potentialfamilie herbeizuführen (Figur 23).



Figur 22: Elastischer und inelastischer Wirkungsquerschnitt der d-Streuung an ^{30}Si . Die eingezeichneten Kurven entsprechen DWBA-Rechnungen mit den Potentialasätzen aus Tabelle 3.

Eine solche Messung wäre relativ einfach, da nicht absolut gemessen werden muß, denn der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt ist direkt proportional zur koinzidenten Zählrate.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die d-Streuung an ^{30}Si nicht näher untersucht, da insbesondere im Hinblick auf CC-Rechnungen nicht klar ist, mit welchem Kernmodell²³⁾ der Kern ^{30}Si zu beschreiben ist.



Figur 23: Doppelt differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma}$ für die Reaktion $^{30}\text{Si}(d, d_1\gamma)^{30}\text{Si}$.

Die gezeigten Kurven entsprechen den 3 DWBA-Rechnungen aus Figur 22. mit einem γ -Winkel um 50° in der Reaktionsebene.

	V(MeV)	r(fm)	a(fm)	W_D (MeV)	r_W (fm)	a_W (fm)
Satz 1	99.2	1.15	0.70	17.4	1.42	0.63
Satz 2	124.0	0.97	0.87	18.2	1.56	0.55
Satz 3	109.4	1.06	0.81	18.5	1.53	0.56

Tabelle 3: Potentialparameter für die DWBA - Rechnungen
zur d - Streuung an ^{30}Si

Anhang B

```

PROGRAM DWKS
PROGRAMM ZUR BERECHNUNG VON WINKELKORRELATIONSFUNKTIONEN UND DER
DOPPELT DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTE BEI STREUUNG AN G, G-
KERNEN UND EIN-TEILCHEN TRANSFERREAKTIONEN AN G, G-KERNEN
COMMON/GLOBAL/F, RHR, RHI, RH, XML, XMR, XMI, RHO, RHOI
INTEGER ENDE
DIMENSION TH(20)
DIMENSION PLM(459)
DIMENSION ZM(10), DELT(1), XMR(6,1), XMI(6,1), XML(10,40,1), RHO(8,8),
1RHOI(8,8), RH(7,15), THETA(50), R(5), B(5,9), STOR(10), STOI(10), RHR(7,1
25), RHI(7,15), BR(5,9), BI(5,9)
DIMENSION NALPHA(10)
DIMENSION F(51)
REAL JB, JC
DATA ENDE/8HENDE /
CALL GLOB(3000)
FACT=1.0
F(1)=1.0
DO 5 I=2, 51
F(I)=FACT*F(I-1)
FACT=FACT+1.0
CONTINUE
R(1)=1.0
READ(10,909) I1, I2, I3, I4
READ(10,901) JR, SA, SB, JC
READ(10,106) L, LP
READ(10,902) LMAX, NTHETA, KMAX
READ(10,903) THALB, PHPAR
KMAX=KMAX+1
IPHAJ=IFIX(RUND((SA-SB-JB)))
PHAJ=PHASEF(IPHAJ)
NLMAX = LMAX+1
READ(10,101) (THETA(I), I=1, NTHETA)
READ(10,107) GPHI, NTHG
READ(10,101) (TH(I), I=1, NTHG)
200 CONTINUE
READ(10,135) (NALPHA(ITE), ITE=1, 10)
WRITE(7,136) (NALPHA(ITE), ITE=1, 10)
IF(NALPHA(1).EQ.ENDE) STOP1
READ(10,101) RETZ
READ(10,902) NDELTA
READ(10,906) (DELT(I), I=1, NDELTA)
NMAX=IFIX((2.*SA+1.)*(2.*SB+1.)/0.2)
NMAX=IFIX((2.*JB+1.)/2+0.6)
NMAX=NMAX+2
NPMAX=IFIX(RUND((JB+SA+SB+1.)))
DO 10 MA=1, NMAX
DO 10 I=1, NLMAX
READ(10,905) (XML(K, I, MA), K=1, NMAX)
10 CONTINUE
DO 20 ITH=1, NTHETA
THET=THETA(ITH)
WRITE(7,104) THET
CALL LGNDR(PLM, NPMAX, NLMAX, THET)
DO 25 IA=1, NMAX
PMA=FLOAT(MA)
PIMB=-SA+INT((PMA-1.)/(2.*SA+1.))
PIMA=-SA+MOD((PMA-1.),(2.*SA+1.))
DO 21 K=1, NMAX
KK=2*K-1
KI=2*K
XMR(K, MA)=0.0
XMI(K, MA)=0.0
76 IF(PHAIH) 75, 76, 75
CONTINUE
PMB=FLOAT(K-1)
ML=IFIX(RUND((PMB+PIMB-PIMA)))
PHX=PHASEF(ML)
ML=IARS(ML)*NLMAX
DO 22 I=1, NLMAX
IX=ML+1
XMR(K, MA)=XMR(K, MA)+XML(KI, I, MA)+PLM(IX)*PHX/10
XMI(K, MA)=XMI(K, MA)+XML(KI, I, MA)+PLM(IX)*PHX/10.
22 CONTINUE
IF (K-1) 220, 21, 220
K=K+1
NPMAX=NPMAX+1-MA
IPHAX=IFIX(RUND((PIMA-PIMB-PMB)))
PHAX=PHASEF(IPHAX)
XMR(K, MA)=PHPAR+PHAJ+PHX+XMR(K, MA)
XMI(K, MA)=PHPAR+PHAJ+PHX+XMI(K, MA)
GO TO 21
PMB=0.5+FLOAT(K-1)
ML=IFIX(RUND((PMB+PIMB-PIMA)))
PHX=PHASEF(ML)
ML=IARS(ML)*NLMAX
DO 25 I=1, NLMAX

```

SIEMENS - FORTRAN IV/306

FORTRAN-QUELLDATEI: /QDA

RLATT:
MODUL: DWK

```

90 *      IX=ML+1
91 *      XMR(K,MA)=XMR(K,MA)+XML(KR,I,MA)+PLM(IX)
92 *      XMI(K,MA)=XMI(K,MA)+XML(KI,I,MA)+PLM(IX)
93 *      KM=K+NMAX
94 *      MM=MMAX+1-MA
95 *      IPHMX = IFIX(RUND(PIMA-PIMB-PMB))
96 *      PHMX=PHASEF(IPHMX)
97 *      XMR(KM,MM)=PHPAR*PHAJ+PHMX*XMR(K,MA)
98 *      XMI(KM,MM)=PHPAR*PHAJ+PHMX*XMI(K,MA)
99 *      21 CONTINUE
100 *      25 CONTINUE
101 *      MBMAX=IFIX(2.*JB+1.1)
102 *      DO 27 MA=1,MMAX
103 *      DO 26 K=1,NMAX
104 *      STOR(K)=XMR(K,MA)
105 *      STOI(K)=XMI(K,MA)
106 *      26 CONTINUE
107 *      IF(IHALR) 28,29,28
108 *      DO 30 K=1,NMAX
109 *      K1=NMAX+K-1
110 *      XMR(K1,MA)=STOR(K)
111 *      XMI(K1,MA)=STOI(K)
112 *      30 KZMAX=NMAX-1
113 *      DO 31 K=1,KZMAX
114 *      K1=2*NMAX-K
115 *      XMR(K,MA)=STOR(K1)
116 *      XMI(K,MA)=STOI(K1)
117 *      31 GOTO 35
118 *      28 DO 32 K=1,NMAX
119 *      K1=NMAX+K
120 *      XMR(K1,MA)=STOR(K)
121 *      XMI(K1,MA)=STOI(K)
122 *      32 DO 33 K=1,NMAX
123 *      K1=NMAX+K-1
124 *      XMR(K,MA)=STOR(K1)
125 *      XMI(K,MA)=STOI(K1)
126 *      33 CONTINUE
127 *      27 CONTINUE
128 *      IF(I1) 400,401,400
129 *      400 CONTINUE
130 *      WRITE(7,105)
131 *      ZM(1)=JB
132 *      DO 210 I=2,MBMAX
133 *      ZM(I)=ZM(I-1)+1
134 *      210 WRITE(7,504) (ZM(I),I=1,MBMAX)
135 *      DO 501 MA=1,MMAX
136 *      PIMA=FLOAT(MA)
137 *      PMA=-SA+AMOD((PIMA-1.),(2.*SA+1.))
138 *      PMB=-SA+AMOD((PIMA-1.),(2.*SA+1.))
139 *      WRITE(7,502) PMA,PMB,XMR(K,MA),K=1,MBMAX)
140 *      WRITE(7,503) (XMI(K,MA),K=1,MBMAX)
141 *      501 CONTINUE
142 *      401 CONTINUE
143 *      DO 40 MB=1,MMMAX
144 *      DO 41 MBP=1,MBMAX
145 *      RHO(MB,MBP)=0.0
146 *      RHO(MR,MBP)=0.0
147 *      DO 42 MA=1,MMAX
148 *      RHO(MB,MBP)=RHO(MB,MBP)+XMR(MB,MA)+XMR(MBP,MA)+XMI(MB,MA)+XMI(MBP,
149 *      1MA)
150 *      RHO(MR,MBP)=RHO(MR,MBP)+XMI(MB,MA)+XMR(MBP,MA)-XMR(MB,MA)+
151 *      1XMI(MBP,MA)
152 *      42 CONTINUE
153 *      41 CONTINUE
154 *      40 CONTINUE
155 *      IF(I2) 402,403,402
156 *      402 CONTINUE
157 *      WRITE(7,131)
158 *      WRITE(7,140)
159 *      403 CONTINUE
160 *      KZIR=1
161 *      DO 50 K=1,KMAX,1
162 *      KZIR=-KZIR
163 *      IQMAX=2+K-1
164 *      KA=2*(K-1)
165 *      PQ=FLOAT(-K)
166 *      DO 51 IQ=1,IQMAX
167 *      RH(K,IQ)=0.0
168 *      PM=-JH-1.
169 *      PQ=PQ+1.
170 *      DO 52 MB=1,MBMAX
171 *      PM=PM+1.

```

MENS - FORTRAN IV/306

FORTRAN-QUELLDATEI: /ODA

BLATT: 2
MODUL: DMKS

```

PMBP=PMB-PO
MNB=IFIX(RUND(PMBP+JB+1.))
IF(MNB) 52,52,80
IF(MNB-MBMAX) 81,81,52
CONTINUE
JB=IFIX(2.*JB+0.1)
MB=IFIX(RUND(2.*PMB))
MBP=IFIX(RUND(2.*PMBP))
MBP=-MBP
IPH=IFIX(RUND(JB-PMBP))
SUM=VCC(JJB,JJB,KK,MB,MBP)
PHAS=PHASEF(IPH)
IF(KZIR) 301,302,303
STOP 2
RH(K,IQ)=RH(K,IQ)+SUM*PHAS*RHOI(MNB,MNB)
GOTO 304
RH(K,IQ)=RH(K,IQ)+SUM*PHAS*RHO(MNB,MNB)
CONTINUE
CONTINUE
B(K,IQ)=RH(K,IQ)/RH(1,1)
K1=K-1
IQ1=IFIX(RUND(PQ))
IF(I2) 404,405,404
CONTINUE
WRITE(7,950) K1,IQ1,RH(K,IQ),B(K,IQ)
CONTINUE
CONTINUE
CALL DREM
IF(I3) 413,414,413
CONTINUE
WRITE(7,143)
414 CONTINUE
WT=BETZW+BETZW+ RH(1,1)*SQRT(2.*JB+1.)
WT=WT/4(2.*SA+1.)
DO 320 K=1,KMAX
IQMAX=2+K-1
K1=K-1
DO 321 I=1,IOMAX
IQ1=I-K1-1
BR(K,I)=RHR(K,I)/RHR(1,1)
BI(K,I)=RHI(K,I)/RHR(1,1)
IF(I3) 411,412,411
CONTINUE
WRITE(7,950) K1,IQ1,RHR(K,I),RHI(K,I),BR(K,I),BI(K,I)
CONTINUE
CONTINUE
CONTINUE
CONTINUE
WRITE(7,139) BETZW,WT
PI2=1.570796326
RS=1.0
PHSQ=1.0
DO 59 IDELT=1,NDELTA
DELTA=DELTI(IDELT)
DO 110 K=1,KMAX
JJ1=IFIX(2.*JB+0.1)
JJ2=IFIX(2.*JC+0.1)
KK=2+(K-1)
LL=2+L
LLP=2+LP
FL=FLOAT(L)
FY=FLOAT(K)
FLP=FLOAT(LP)
PHS=RUND(JB-C-FK)
PHS1=PHASEF(IFIX(PHS))
PHS2=-1.+PHS1
PHS3=PHS1
SUM=SQRT(2.*JB+1.)
SUM1=SUM*(2.*FL+1.)*VCC(LL,LL,KK,2,-2)
SUM2=SUM*SQRT((2.*FL+1.)*(2.*FLP+1.))*VCC(LL,LLP,KK,2,-2)
SUM3=SUM*(2.*FLP+1.)*VCC(LLP,LLP,KK,2,-2)
RUM1=RACAH(JJ1,JJ1,LL,LL,KK,JJ2)
RUM2=RACAH(JJ1,JJ1,LL,LLP,KK,JJ2)
RUM3=RACAH(JJ1,JJ1,LLP,LLP,KK,JJ2)
KK=(GPH1+SUM1+SUM1*2.*DELTA*PHS2+SUM2*RUM2+DELTA*DELTA*PHS3+SUM3+
1+SUM3)/(1.+DELTA*DELTA)
CONTINUE
CALL LGNDR(PLM,KMAX,KMAX,GPHI)
IF(I4) 406,407,406
406 CONTINUE
WRITE(7,133)
WRITE(7,406) JB,JC,DELTA

```

SIEMENS - FORTRAN IV/306

FORTRAN-QUELLDATEI: /QDA

PLATT: MODUL: DWK

```

254 *      WRITE(7,137)
255 *      WRITE(7,134)
256 *      CONTINUE
257 *      DO 59 ITHP=1, NTHG
258 *      THEA=TH(ITHP)
259 *      W=0.0
260 *      DO 60 K=1, KMAX, 2
261 *      IQMAX=2*K-1
262 *      FACTR=1.0
263 *      DO 61 I=K, IQMAX
264 *      Q=FLOAT(I-K)
265 *      GW=HEI+Q*PI2/90.
266 *      IX=(1-K)*KMAX+K
267 *      MF1=2*K-I
268 *      FCT=SQRT(F(MF1)/F(I))
269 *      RS=COS(GW)*RR(K,I)-SIN(GW)*RI(K,I)
270 *      PHSQ=COS(Q+2.0*PI2)
271 *      W=W+FCT*FACTR*PLM(IX)*R(K)*RS+PHSQ
272 *      FACTR=2.0
273 *      CONTINUE
274 *      WUW=RR(1,1)+BETZW+BETZW
275 *      IF (I4) 408,409,408
276 *      CONTINUE
277 *      408
278 *      WRITE(7,120) THEA, W, WQ
279 *      CONTINUE
280 *      409
281 *      CONTINUE
282 *      X2=0.0
283 *      XM2=0.0
284 *      X0=0.0
285 *      X1=0.0
286 *      XM1=0.0
287 *      DO 511 K=1, KMAX
288 *      KK=(K-1)*2
289 *      LL=2*J8
290 *      X2=X2+VCC(LL,LL,KK,4,-4)*RHR(K,K)
291 *      XM2=XM2+VCC(LL,LL,KK,-4,4)*RHR(K,K)
292 *      X0=X0+VCC(LL,LL,KK,0,0)*RHR(K,K)
293 *      X1=X1+VCC(LL,LL,KK,2,-2)*RHR(K,K)
294 *      XM1=XM1+VCC(LL,LL,KK,-2,2)*RHR(K,K)
295 *      511
296 *      CONTINUE
297 *      X0=X0+BETZW*BETZW/(2.*SA+1.)
298 *      X2=X2+BETZW*BETZW/(2.*SA+1.)
299 *      XM2=XM2+BETZW*BETZW/(2.*SA+1.)
300 *      X1=X1+BETZW*BETZW/(2.*SA+1.)
301 *      XM1=XM1+BETZW*BETZW/(2.*SA+1.)
302 *      WRITE(7,144) XM2,X0,X2
303 *      X2=SQRT(X2)
304 *      X0=SQRT(X0)
305 *      X1=SQRT(ABS(X1))
306 *      XM1=SQRT(ABS(XM1))
307 *      A=(X2-XM2)*(X2-XM2)+5./4./WQT
308 *      C=5.*X2*XM2/WQT
309 *      X2OR=RRR(3,5)+VCC(LL,LL,4,4,0)*RHR(4,6)+VCC(LL,LL,6,4,0)*RHR(5,7)+
310 *      1 VCC(LL,LL,8,4,0)
311 *      X2OI=RHI(3,5)+VCC(LL,LL,4,4,0)*RHI(4,6)+VCC(LL,LL,6,4,0)*RHI(5,7)+
312 *      1 VCC(LL,LL,8,4,0)
313 *      RPH2=ARCT(X2OR/X2OI)
314 *      RPH2M2=ARCT(RHR(2,9),RHI(5,9))/4.-90.0
315 *      WRITE(7,145) XM2,X0,X2,RPH2M2,RPH20,X1,XM1
316 *      WRITE(7,146) A,C
317 *      CONTINUE
318 *      GOTO 200
319 *      100
320 *      FORMAT(3I2)
321 *      FORMAT(10F8.4)
322 *      101
323 *      FORMAT(1H, //17H TEILCHENWINKEL F10.5)
324 *      102
325 *      FORMAT(1H, //25H TEILCHENMATRIXELEMENTE X MB, //)
326 *      103
327 *      FORMAT(3I2)
328 *      104
329 *      FORMAT(1H, F10.5, 3I2)
330 *      105
331 *      FORMAT(1H, 3F13.5)
332 *      106
333 *      FORMAT(1H, F15.5)
334 *      107
335 *      FORMAT(1H, //12HBKO-TENSOREN,/)
336 *      108
337 *      FORMAT(1H, //29H WINKELKORRELATIONSFUNKTION W,/)
338 *      109
339 *      FORMAT(1H, 36H GAMMA-WINKEL W W=WO,/)
340 *      110
341 *      FORMAT(10A8)
342 *      111
343 *      FORMAT(1H, 1H, 10A8)
344 *      112
345 *      FORMAT(1H, //20H GAMMAWINKEL THETA = F10.5,6H GRAD)
346 *      113
347 *      114
348 *      115
349 *      116
350 *      117
351 *      118
352 *      119
353 *      120
354 *      121
355 *      122
356 *      123
357 *      124
358 *      125
359 *      126
360 *      127
361 *      128
362 *      129
363 *      130
364 *      131
365 *      132
366 *      133
367 *      134
368 *      135
369 *      136
370 *      137
371 *      138
372 *      139
373 *      140
374 *      141
375 *      142
376 *      143
377 *      144
378 *      145
379 *      146
380 *      147
381 *      148
382 *      149
383 *      150
384 *      151
385 *      152
386 *      153
387 *      154
388 *      155
389 *      156
390 *      157
391 *      158
392 *      159
393 *      160
394 *      161
395 *      162
396 *      163
397 *      164
398 *      165
399 *      166
400 *      167
401 *      168
402 *      169
403 *      170
404 *      171
405 *      172
406 *      173
407 *      174
408 *      175
409 *      176
410 *      177
411 *      178
412 *      179
413 *      180
414 *      181
415 *      182
416 *      183
417 *      184
418 *      185
419 *      186
420 *      187
421 *      188
422 *      189
423 *      190
424 *      191
425 *      192
426 *      193
427 *      194
428 *      195
429 *      196
430 *      197
431 *      198
432 *      199
433 *      200
434 *      201
435 *      202
436 *      203
437 *      204
438 *      205
439 *      206
440 *      207
441 *      208
442 *      209
443 *      210
444 *      211
445 *      212
446 *      213
447 *      214
448 *      215
449 *      216
450 *      217
451 *      218
452 *      219
453 *      220
454 *      221
455 *      222
456 *      223
457 *      224
458 *      225
459 *      226
460 *      227
461 *      228
462 *      229
463 *      230
464 *      231
465 *      232
466 *      233
467 *      234
468 *      235
469 *      236
470 *      237
471 *      238
472 *      239
473 *      240
474 *      241
475 *      242
476 *      243
477 *      244
478 *      245
479 *      246
480 *      247
481 *      248
482 *      249
483 *      250
484 *      251
485 *      252
486 *      253
487 *      254
488 *      255
489 *      256
490 *      257
491 *      258
492 *      259
493 *      260
494 *      261
495 *      262
496 *      263
497 *      264
498 *      265
499 *      266
500 *      267
501 *      268
502 *      269
503 *      270
504 *      271
505 *      272
506 *      273
507 *      274
508 *      275
509 *      276
510 *      277
511 *      278
512 *      279
513 *      280
514 *      281
515 *      282
516 *      283
517 *      284
518 *      285
519 *      286
520 *      287
521 *      288
522 *      289
523 *      290
524 *      291
525 *      292
526 *      293
527 *      294
528 *      295
529 *      296
530 *      297
531 *      298
532 *      299
533 *      300
534 *      301
535 *      302
536 *      303
537 *      304
538 *      305
539 *      306
540 *      307
541 *      308
542 *      309
543 *      310
544 *      311
545 *      312
546 *      313
547 *      314
548 *      315
549 *      316
550 *      317
551 *      318
552 *      319
553 *      320
554 *      321
555 *      322
556 *      323
557 *      324
558 *      325
559 *      326
560 *      327
561 *      328
562 *      329
563 *      330
564 *      331
565 *      332
566 *      333
567 *      334
568 *      335
569 *      336
570 *      337
571 *      338
572 *      339
573 *      340
574 *      341
575 *      342
576 *      343
577 *      344
578 *      345
579 *      346
580 *      347
581 *      348
582 *      349
583 *      350
584 *      351
585 *      352
586 *      353
587 *      354
588 *      355
589 *      356
590 *      357
591 *      358
592 *      359
593 *      360
594 *      361
595 *      362
596 *      363
597 *      364
598 *      365
599 *      366
600 *      367
601 *      368
602 *      369
603 *      370
604 *      371
605 *      372
606 *      373
607 *      374
608 *      375
609 *      376
610 *      377
611 *      378
612 *      379
613 *      380
614 *      381
615 *      382
616 *      383
617 *      384
618 *      385
619 *      386
620 *      387
621 *      388
622 *      389
623 *      390
624 *      391
625 *      392
626 *      393
627 *      394
628 *      395
629 *      396
630 *      397
631 *      398
632 *      399
633 *      400
634 *      401
635 *      402
636 *      403
637 *      404
638 *      405
639 *      406
640 *      407
641 *      408
642 *      409
643 *      410
644 *      411
645 *      412
646 *      413
647 *      414
648 *      415
649 *      416
650 *      417
651 *      418
652 *      419
653 *      420
654 *      421
655 *      422
656 *      423
657 *      424
658 *      425
659 *      426
660 *      427
661 *      428
662 *      429
663 *      430
664 *      431
665 *      432
666 *      433
667 *      434
668 *      435
669 *      436
670 *      437
671 *      438
672 *      439
673 *      440
674 *      441
675 *      442
676 *      443
677 *      444
678 *      445
679 *      446
680 *      447
681 *      448
682 *      449
683 *      450
684 *      451
685 *      452
686 *      453
687 *      454
688 *      455
689 *      456
690 *      457
691 *      458
692 *      459
693 *      460
694 *      461
695 *      462
696 *      463
697 *      464
698 *      465
699 *      466
700 *      467
701 *      468
702 *      469
703 *      470
704 *      471
705 *      472
706 *      473
707 *      474
708 *      475
709 *      476
710 *      477
711 *      478
712 *      479
713 *      480
714 *      481
715 *      482
716 *      483
717 *      484
718 *      485
719 *      486
720 *      487
721 *      488
722 *      489
723 *      490
724 *      491
725 *      492
726 *      493
727 *      494
728 *      495
729 *      496
730 *      497
731 *      498
732 *      499
733 *      500
734 *      501
735 *      502
736 *      503
737 *      504
738 *      505
739 *      506
740 *      507
741 *      508
742 *      509
743 *      510
744 *      511
745 *      512
746 *      513
747 *      514
748 *      515
749 *      516
750 *      517
751 *      518
752 *      519
753 *      520
754 *      521
755 *      522
756 *      523
757 *      524
758 *      525
759 *      526
760 *      527
761 *      528
762 *      529
763 *      530
764 *      531
765 *      532
766 *      533
767 *      534
768 *      535
769 *      536
770 *      537
771 *      538
772 *      539
773 *      540
774 *      541
775 *      542
776 *      543
777 *      544
778 *      545
779 *      546
780 *      547
781 *      548
782 *      549
783 *      550
784 *      551
785 *      552
786 *      553
787 *      554
788 *      555
789 *      556
790 *      557
791 *      558
792 *      559
793 *      560
794 *      561
795 *      562
796 *      563
797 *      564
798 *      565
799 *      566
800 *      567
801 *      568
802 *      569
803 *      570
804 *      571
805 *      572
806 *      573
807 *      574
808 *      575
809 *      576
810 *      577
811 *      578
812 *      579
813 *      580
814 *      581
815 *      582
816 *      583
817 *      584
818 *      585
819 *      586
820 *      587
821 *      588
822 *      589
823 *      590
824 *      591
825 *      592
826 *      593
827 *      594
828 *      595
829 *      596
830 *      597
831 *      598
832 *      599
833 *      600
834 *      601
835 *      602
836 *      603
837 *      604
838 *      605
839 *      606
840 *      607
841 *      608
842 *      609
843 *      610
844 *      611
845 *      612
846 *      613
847 *      614
848 *      615
849 *      616
850 *      617
851 *      618
852 *      619
853 *      620
854 *      621
855 *      622
856 *      623
857 *      624
858 *      625
859 *      626
860 *      627
861 *      628
862 *      629
863 *      630
864 *      631
865 *      632
866 *      633
867 *      634
868 *      635
869 *      636
870 *      637
871 *      638
872 *      639
873 *      640
874 *      641
875 *      642
876 *      643
877 *      644
878 *      645
879 *      646
880 *      647
881 *      648
882 *      649
883 *      650
884 *      651
885 *      652
886 *      653
887 *      654
888 *      655
889 *      656
890 *      657
891 *      658
892 *      659
893 *      660
894 *      661
895 *      662
896 *      663
897 *      664
898 *      665
899 *      666
900 *      667
901 *      668
902 *      669
903 *      670
904 *      671
905 *      672
906 *      673
907 *      674
908 *      675
909 *      676
910 *      677
911 *      678
912 *      679
913 *      680
914 *      681
915 *      682
916 *      683
917 *      684
918 *      685
919 *      686
920 *      687
921 *      688
922 *      689
923 *      690
924 *      691
925 *      692
926 *      693
927 *      694
928 *      695
929 *      696
930 *      697
931 *      698
932 *      699
933 *      700
934 *      701
935 *      702
936 *      703
937 *      704
938 *      705
939 *      706
940 *      707
941 *      708
942 *      709
943 *      710
944 *      711
945 *      712
946 *      713
947 *      714
948 *      715
949 *      716
950 *      717
951 *      718
952 *      719
953 *      720
954 *      721
955 *      722
956 *      723
957 *      724
958 *      725
959 *      726
960 *      727
961 *      728
962 *      729
963 *      730
964 *      731
965 *      732
966 *      733
967 *      734
968 *      735
969 *      736
970 *      737
971 *      738
972 *      739
973 *      740
974 *      741
975 *      742
976 *      743
977 *      744
978 *      745
979 *      746
980 *      747
981 *      748
982 *      749
983 *      750
984 *      751
985 *      752
986 *      753
987 *      754
988 *      755
989 *      756
990 *      757
991 *      758
992 *      759
993 *      760
994 *      761
995 *      762
996 *      763
997 *      764
998 *      765
999 *      766
1000 *      767
1001 *      768
1002 *      769
1003 *      770
1004 *      771
1005 *      772
1006 *      773
1007 *      774
1008 *      775
1009 *      776
1010 *      777
1011 *      778
1012 *      779
1013 *      780
1014 *      781
1015 *      782
1016 *      783
1017 *      784
1018 *      785
1019 *      786
1020 *      787
1021 *      788
1022 *      789
1023 *      790
1024 *      791
1025 *      792
1026 *      793
1027 *      794
1028 *      795
1029 *      796
1030 *      797
1031 *      798
1032 *      799
1033 *      800
1034 *      801
1035 *      802
1036 *      803
1037 *      804
1038 *      805
1039 *      806
1040 *      807
1041 *      808
1042 *      809
1043 *      810
1044 *      811
1045 *      812
1046 *      813
1047 *      814
1048 *      815
1049 *      816
1050 *      817
1051 *      818
1052 *      819
1053 *      820
1054 *      821
1055 *      822
1056 *      823
1057 *      824
1058 *      825
1059 *      826
1060 *      827
1061 *      828
1062 *      829
1063 *      830
1064 *      831
1065 *      832
1066 *      833
1067 *      834
1068 *      835
1069 *      836
1070 *      837
1071 *      838
1072 *      839
1073 *      840
1074 *      841
1075 *      842
1076 *      843
1077 *      844
1078 *      845
1079 *      846
1080 *      847
1081 *      848
1082 *      849
1083 *      850
1084 *      851
1085 *      852
1086 *      853
1087 *      854
1088 *      855
1089 *      856
1090 *      857
1091 *      858
1092 *      859
1093 *      860
1094 *      861
1095 *      862
1096 *      863
1097 *      864
1098 *      865
1099 *      866
1100 *      867
1101 *      868
1102 *      869
1103 *      870
1104 *      871
1105 *      872
1106 *      873
1107 *      874
1108 *      875
1109 *      876
1110 *      877
1111 *      878
1112 *      879
1113 *      880
1114 *      881
1115 *      882
1116 *      883
1117 *      884
1118 *      885
1119 *      886
1120 *      887
1121 *      888
1122 *      889
1123 *      890
1124 *      891
1125 *      892
1126 *      893
1127 *      894
1128 *      895
1129 *      896
1130 *      897
1131 *      898
1132 *      899
1133 *      900
1134 *      901
1135 *      902
1136 *      903
1137 *      904
1138 *      905
1139 *      906
1140 *      907
1141 *      908
1142 *      909
1143 *      910
1144 *      911
1145 *      912
1146 *      913
1147 *      914
1148 *      915
1149 *      916
1150 *      917
1151 *      918
1152 *      919
1153 *      920
1154 *      921
1155 *      922
1156 *      923
1157 *      924
1158 *      925
1159 *      926
1160 *      927
1161 *      928
1162 *      929
1163 *      930
1164 *      931
1165 *      932
1166 *      933
1167 *      934
1168 *      935
1169 *      936
1170 *      937
1171 *      938
1172 *      939
1173 *      940
1174 *      941
1175 *      942
1176 *      943
1177 *      944
1178 *      945
1179 *      946
1180 *      947
1181 *      948
1182 *      949
1183 *      950
1184 *      951
1185 *      952
1186 *      953
1187 *      954
1188 *      955
1189 *      956
1190 *      957
1191 *      958
1192 *      959
1193 *      960
1194 *      961
1195 *      962
1196 *      963
1197 *      964
1198 *      965
1199 *      966
1200 *      967
1201 *      968
1202 *      969
1203 *      970
1204 *      971
1205 *      972
1206 *      973
1207 *      974
1208 *      975
1209 *      976
1210 *      977
1211 *      978
1212 *      979
1213 *      980
1214 *      981
1215 *      982
1216 *      983
1217 *      984
1218 *      985
1219 *      986
1220 *      987
1221 *      988
1222 *      989
1223 *      990
1224 *      991
1225 *      992
1226 *      993
1227 *      994
1228 *      995
1229 *      996
1230 *      997
1231 *      998
1232 *      999
1233 *      1000
1234 *      1001
1235 *      1002
1236 *      1003
1237 *      1004
1238 *      1005
1239 *      1006
1240 *      1007
1241 *      1008
1242 *      1009
1243 *      1010
1244 *      1011
1245 *      1012
1246 *      1013
1247 *      1014
1248 *      1015
1249 *      1016
1250 *      1017
1251 *      1018
1252 *      1019
1253 *      1020
1254 *      1021
1255 *      1022
1256 *      1023
1257 *      1024
1258 *      1025
1259 *      1026
1260 *      1027
1261 *      1028
1262 *      1029
1263 *      1030
1264 *      1031
1265 *      1032
1266 *      1033
1267 *      1034
1268 *      1035
1269 *      1036
1270 *      1037
1271 *      1038
1272 *      1039
1273 *      1040
1274 *      1041
1275 *      1042
1276 *      1043
1277 *      1044
1278 *      1045
1279 *      1046
1280 *      1047
1281 *      1048
1282 *      1049
1283 *      1050
1284 *      1051
1285 *      1052
1286 *      1053
1287 *      1054
1288 *      1055
1289 *      1056
1290 *      1057
1291 *      1058
1292 *      1059
1293 *      1060
1294 *      1061
1295 *      1062
1296 *      1063
1297 *      1064
1298 *      1065
1299 *      1066
1300 *      1067
1301 *      1068
1302 *      1069
1303 *      1070
1304 *      1071
1305 *      1072
1306 *      1073
1307 *      1074
1308 *      1075
1309 *      1076
1310 *      1077
1311 *      1078
1312 *      1079
1313 *      1080
1314 *      1081
1315 *      1082
1316 *      1083
1317 *      1084
1318 *      1085
1319 *      1086
1320 *      1087
1321 *      1088
1322 *      1089
1323 *      1090
1324 *      1091
1325 *      1092
1326 *      1093
1327 *      1094
1328 *      1095
1329 *      1096
1330 *      1097
1331 *      1098
1332 *      1099
1333 *      1100
1334 *      1101
1335 *      1102
1336 *      1103
1337 *      1104
1338 *      1105
1339 *      1106
1340 *      1107
1341 *      1108
1342 *      1109
1343 *      1110
1344 *      1111
1345 *      1112
1346 *      1113
1347 *      1114
1348 *      1115
1349 *      1116
1350 *      1117
1351 *      1118
1352 *      1119
1353 *      1120

```

EMENS - FORTRAN IV/306

FORTRAN-QUELLDATEI: /QDA

RLATT: 4
MODUL: DWKS

```

36 *      1 RHO IMAG      B REAL      B IMAG (/)
37 *      144 FORMAT(1H ,//9H SIG -2 =,F10.5,5X,7HSIG 0 =,F10.5,5X,8HSIG +2.=.
38 *      1F10.5)
39 *      145 FORMAT(7H X -2 =,F8.4,3X,5HX 0 =,F8.4,3X,6HX +2 =,F8.4,3X,7
40 *      1H PH 2-2 =,F8.4,3X,7HPH 20 =,F8.4,3X,6HX +1 =,F8.4,3X,6HX -1 =,F8.
41 *      24)
42 *      146 FORMAT(4H A =,F10.5,5X,3HC =,F10.5)
43 *      502 FORMAT(1H ,72F8.1,8F15.5)
44 *      503 FORMAT(1H ,12X,8F15.5)
45 *      504 FORMAT(1H ,9X,8F15.1)
46 *      900 FORMAT(10F8.4)
47 *      901 FORMAT(4F5.2)
48 *      902 FORMAT(3I3)
49 *      903 FORMAT(1I, F3.0)
50 *      905 FORMAT(4E12.4)
51 *      906 FORMAT(1H ,14H UEBERGANG JB=,F4.1,5H JC=,F4.1,9H DELTA=,F10.5)
52 *      907 FORMAT(4E12.4)
53 *      908 FORMAT(9I6)
54 *      909 FORMAT(10I1)
55 *      910 FORMAT(12)
56 *      950 FORMAT(1H ,2I5,4F13.6)
57 *      STOP
58 *      END
59 *
$ISS

```

**** MODUL: DWKS PE 6323 ****

Literaturverzeichnis

- 1) M. Berg, Dissertation, Erlangen 1974
- 2) H. Wagner et al., Phys.Lett. 47 B (1973) 497
- 3) W. Eyrich et al., Phys. Rev. C 10 (1974) 2512
- 4) B. Schneck und A. Hofmann, Z.Physik 260 (1973) 35
- 5) K. Thomas, Dissertation, Erlangen 1972
- 6) H. Wagner, Dissertation, Erlangen 1974
- 7) F. Vogler et al., Phys.Rev. C9 (1974) 242
- 8) W. Eyrich et al., Jahresbericht des Physikali-
schen Instituts , Erlangen 1974
- 9) A. Hofmann et al., Nucl. Inst. Meth. 101 (1972) 467
- 10) P. Elzer, Diplomarbeit, Erlangen, 1968
- 11) M. Trautner et al., Jahresbericht des Physikali-
schen Instituts, Erlangen 1974
- 12) Rybicki et al., Nucl. Phys. A 146 (1970) 659
- 13) A.E. Litherland and A.J. Ferguson, Can.J.Phys.
39 (1961) 788
- 14) A. Bohr, Nucl.Phys. 10 (1959) 486
- 15) W.A.Kolasinski et al., Phys. Rev. 180 (1969) 1006
- 16) H.H. Hippelein et al. Nucl. Phys. A 142 (1970)
369
- 17) G.R. Satchler, Nucl.Phys. 55 (1964) 1
- 18) T.Tamura, Rev.Mod.Phys. 149 (1966) 791
- 19) P.D.Kunz, Berichte Boulder Colorado Nr.COO-535-613
und Nr. COO-535-606
- 20) A. Hill, Computercode INCH 1, Oxford 1967, unver-
öffentlicht

- 21) W.Austern, Direct Nuclear Reaction Theories,
Wiley & Sons, New York 1970
- 22) H.R.E. Tjin a Djie, Nucl.Phys. A 106 (1968) 85
- 23) M.Berg et al., Phys.Lett. 42 B (1972) 211

Ich danke Herrn Prof. Dr. A. Hofmann, Herrn Dr. F. Vogler
und allen Mitgliedern der "Gruppe Hofmann" dafür, daß sie
mich bei der Durchführung dieser Arbeit stets mit Rat und
Tat unterstützt haben.

Lebenslauf

	S c h e i b Ulrich Georg Friedrich
geb. am	17. Oktober 1945
in	Ebermannstadt, Oberfranken
Eltern	Diplomingenieur Dr. Artur Scheib und Suzanne Scheib, geb. de Maizière
Familienstand	verheiratet seit 20. Oktober 1972 mit Sabine Scheib, geb. Wirth, Rechts- referendarin
Schulen	1951 - 1955 Volksschule Nürnberg 1955 - 1964 Humanistisches Gymnasium Nürnberg Reifezeugnis vom 22. Juli 1964
Wehrdienst	1964 - 1966, Ausscheiden als Leutnant d.R.
Studium	1966 - 1974 Studium der Physik an der Universität Erlangen-Nürnberg Diplom-Vorprüfung am 9. Mai 1969 Diplom-Hauptprüfung am 11. Juli 1972
Stellungen	Seit 1.1.1975 wissenschaftlicher Mit- arbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

